

POLSKA AKADEMIA NAUK
INSTYTUT PODSTAWOWYCH PROBLEMÓW TECHNIKI

ARCHIWUM ELEKTROTECHNIKI

TOM IX • ZESZYT 4

KWARTALNIK

PAŃSTWOWE WYDAWNICTWO NAUKOWE
WARSZAWA 1960

R A D A R E D A K C Y J N A

PROF. JANUSZ LECH JAKUBOWSKI, PROF. BOLESŁAW KONORSKI,
PROF. IGNACY MALECKI, PROF. WITOLD NOWICKI, PROF. PAWEŁ SZULKIN

K O M I T E T R E D A K C Y J N Y

Redaktor Naczelny

PROF. JANUSZ GROSZKOWSKI

Z-ca Redaktora Naczelnego

PROF. PAWEŁ NOWACKI

Sekretarz

WACŁAW ZWOLAKOWSKI

PRINTED IN POLAND

COPYRIGHT BY
PAŃSTWOWE WYDAWNICTWO NAUKOWE
WARSZAWA 1960

ADRES REDAKCJI:

Warszawa, ul. Koszykowa 75, Politechnika,
Zakład Radiotechniki, tel. 8.32.04 lub 8.87.40
Redakcja czynna: poniedziałki, środy i piątki

Państwowe Wydawnictwo Naukowe - Dział Czasopism
Warszawa, Miodowa 10

Nakład 729 + 131 egz.	Do składania 14 IX 1960
Ark. wyd. 6 druk 5,75	Podpisano do druku 13 XII 1960
Papier ilustrac. 90 g V kl. 70 × 100/16	Druk ukończ. w grudniu 1960
Cena zł 30, —	L-9 - Zamówienie 612/19

Drukarnia Uniwersytetu im. A. Mickiewicza — Poznań, ul. Fredry 10

537.533:621.397.331.2

A. FRYSZMAN

Modulacja wiązki elektronowej przy zastosowaniu cienkich warstw

Rękopis dostarczono 15. 2. 1960

Za pomocą równań różnicowych rozwiązano zadanie o mechanizmie działania cienkiej warstwy obieganej wiązką elektronową. Przy rozwiązaniu przyjęto, że charakterystyka emisji wtórnej w zasięgu zmian potencjałów między katodą wyrzutni elektronowej, a powierzchnią cienkiej warstwy, może być przedstawiona jako linia prosta, a nad powierzchnią warstwy istnieje pole, przyspieszające elektrony wtórne warstwy. Otrzymano równania powiązujące przepływający przez powierzchnię cienkiej warstwy prąd, bezwładność tego prądu oraz istniejące na powierzchni warstwy napięcie z parametrami warstwy: jej oporem, pojemnością oraz charakterystyką emisji wtórnej warstwy.

Ustalono, że w zależności od znaku tangensa kąta nachylenia α charakterystyki emisji wtórnej i wartości σ współczynnika emisji wtórnej możliwe są dwa mechanizmy modulacji wiązki elektronowej za pomocą cienkiej warstwy. Pojemność warstwy działa w tym przypadku jak pojemność o wartości ujemnej. Współczesne lampy analizujące działają w obszarze I charakterystyki emisji wtórnej.

Otrzymano równania określające bezwładność prądową warstwy w zależności od parametrów warstwy. Otrzymano warunki określające powstanie trwałej „pamięci” warstwy. Rezultaty mogą być wykorzystane dla obliczenia cienkich warstw w lampach analizujących i pamięciowych.

1. WSTĘP

Przy przekazywaniu obrazu widzialnego na odległość należy uprzednio przekształcić go na sygnały elektryczne. We współczesnej technice wykorzystuje się w tym celu lampy analizujące różnych typów: ikonoskopy, superikonoskopy, superortikony, widikony. Chociaż lampy te różnią się znacznie między sobą zarówno pod względem konstrukcji, jak i parametrów, zasada przekształcania obrazu świetlnego na sygnał elektryczny jest w nich jednakowa. Niezależnie od konstrukcji lampy, typu fotokatody i stosowanych napięć, proces przekształcania obrazu można podzielić na dwie części:

- a. przekształcenie obrazu widzialnego na płaskiej powierzchni tarczy w zobrazowanie potencjałowe,

- b. modulacja prądu wiązki elektronowej, obiegającej powierzchnię tarczy, w zależności od rozkładu potencjału na powierzchni tarczy.

Zobrazowanie potencjałowe realizuje się zwykle na płaskiej powierzchni tarczy, posiadającej dużą oporność powierzchniową i skrośną. Ładunek elektryczny powstały na powierzchni takiej tarczy może utrzymać się w ciągu długiego okresu czasu. Dzięki dużej oporności powierzchniowej mogą w pobliżu siebie osadzać się ładunki o różnej wielkości. Każdy punkt tarczy może dzięki temu posiadać inny potencjał i na powierzchni tarczy może być stworzone tzw. zobrazowanie potencjałowe obrazu widzialnego.

Przekształcenie obrazu widzialnego w zobrazowanie potencjałowe uzyskuje się za pomocą elementów światłoczułych. Dzięki emisji fotoelektrycznej lub przewodnictwu fotoelektrycznemu na powierzchni płaskiej tarczy izolacyjnej stwarza się zobrazowanie potencjałowe, które jest dokładnym odpowiednikiem obrazu widzialnego. Wartości naświetlenia w określonym punkcie obrazu widzialnego odpowiada określona wartość potencjału w odpowiednim punkcie tarczy. We współczesnych lampach analizujących zobrazowanie potencjałowe realizuje się na powierzchni cienkiej warstwy półprzewodnika lub izolatora; np. w ikonoskopie takie zobrazowanie osiąga się na powierzchni cienkiej płytki mikowej. Jedna strona tej płytki pokryta jest materiałem przewodzącym i utrzymuje się na stałym potencjale, na drugą zaś stronę płytki naniesiony jest światłoczuły ekran w postaci mozaiki. Przy naświetleniu powierzchni światłoczułej zachodzi fotoemisja elektronów i ziarenka mozaiki otrzymują dodatni potencjał względem podłoża. Prąd fotoemisji zależy od intensywności naświetlenia; dlatego też ziarna mozaiki naładowują się do różnych potencjałów w zależności od naświetlenia i na powierzchni ekranu powstaje zobrazowanie potencjałowe obrazu widzialnego.

W lampie typu widikon cienką warstwę stanowi naporowana w próżni powierzchnia utworzona z materiału światłoczułego. Warstwa ta naporowana jest na podłoże przewodzące, a powierzchnia jej w czasie pracy lampy ładuje się do pewnego potencjału względem podłoża. Powstały ładunek elektryczny stopniowo przepływa z powierzchni światłoczułej na podłoże i warstwa rozładowuje się. Przy naświetleniu takiej warstwy oporność jej maleje. W bardziej naświetlonych punktach rozładowanie warstwy zachodzi szybciej i potencjał tych punktów względem podłoża jest niższy od potencjału punktów mniej naświetlonych. W tym przypadku zobrazowanie potencjałowe powstaje na skutek różnicy w przewodnictwie różnie naświetlonych obszarów światłoczułej warstwy.

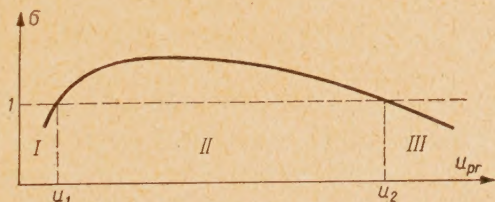
Warstwę z zobrazowaniem potencjałowym obiega w czasie pracy ostro zogniskowana wiązka elektronów. Część elektronów wiązki pozostaje na warstwie, część zaś razem z elektronami wtórnymi powraca do elektrod

wyrzutni elektronowej. Proporcja między elektronami osiadającymi i powracającymi zależy dla danej warstwy od potencjału elementu powierzchni wybieranego przez ruchomą wiązkę elektronową. Wartość potencjału elementu powierzchni warstwy ustala się w zależności od naświetlenia; wobec tego gdy warstwę obiega wiązka elektronowa, występuje modulacja prądu wiązki elektronowej. Zmiany naświetlenia przekształcają się w lampie w zmiany prądu elektrycznego wiązki elektronowej. Na oporności wyjściowej lampy na skutek przepływu prądu modulowanej wiązki elektronowej powstaje spadek napięcia, stanowiący sygnał elektryczny, który jest odpowiednikiem obrazu widzialnego. Proces powstawania zobrazenia potencjałowego znany jest w ogólnych zarysach; bardziej szczegółowe opisy tego procesu dla różnych typów lamp można znaleźć w literaturze [11]. Tematem niniejszej pracy jest analiza mechanizmu modulacji wiązki elektronowej przy zastosowaniu cienkiej warstwy.

Szczegółowo będzie zbadany mechanizm modulacji dla przypadku, kiedy nad powierzchnią warstwy istnieje pole elektryczne przyspieszające elektrony wtórne, emitowane przez warstwę. W takich warunkach pracują lampy typu: widikon, superortikon, ebikon. W lampach typu: ikonoskop i superikonoskop nad powierzchnią warstwy istnieje pole, hamujące elektrony wtórne i mechanizm modulacji różni się zasadniczo od badanego.

2. STAN ZAGADNIENIA

Zmiany potencjału warstwy izolowanej stale bombardowanej przez wiązkę elektronów zbadał już Katajew [8]. Końcowy potencjał izolowanej tarczy, bombardowanej przez wiązkę elektronów, zależy od charakterystyki emisji wtórnej materiału tarczy oraz od napięcia, przyspieszającego elektrony. Typowa charakterystyka wtórnej emisji pokazana jest na rys. 1.



Rys. 1. Charakterystyka emisji wtórnej.

Współczynnik emisji wtórnej jest określony jako stosunek natężenia prądu elektronów wtórnych I_{wt} do natężenia prądu wiązki bombardującej tarczę I_w :

$$\sigma = \frac{I_{wt}}{I_w} \quad (1)$$

Na rys. 1 wzdłuż osi X odłożone jest napięcie U_{pr} , przyspieszające elektrony; linią kreskowaną oznaczono $\sigma=1$.

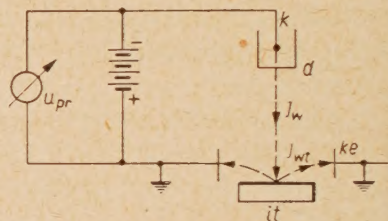
Układ elektryczny równoważny dla większości systemów, w których stosowana jest izolowana tarcza, bombardowana przez wiązkę elektronów, pokazano na rys. 2. Układ włącza działo elektronowe z katodą, kolektor elektronów wtórnych i tarczę izolowaną.

Charakterystyka podana na rys. 1 może być podzielona na trzy obszary o różnym napięciu przyspieszającym:

1. obszar, gdzie $0 < U_{pr} < U_1$ i $\sigma < 1$
2. obszar, gdzie $U < U_{pr} < U_2$ i $\sigma > 1$
3. obszar, gdzie $U_{pr} > U_2$ i $\sigma < 1$

W obszarze pierwszym przy napięciach przyspieszających wiązkę $0 < U_{pr} < U_1$ współczynnik emisji wtórnej σ jest mniejszy od jedności i na izolowanej tarczy osadza się ładunek ujemny. W miarę jak wzrasta potencjał ujemny powierzchni tarczy, wzrasta też pole, hamujące elektrony wiązki między tarczą a kolektorem; ten wzrost potencjału będzie trwał dotąd, dopóki nie osiągnie się wartości równej potencjałowi katody. Wtedy elektrony są hamowane przed tarczą, nie docierają już do jej powierzchni, a docierają do kolektora. Końcowy potencjał tarczy różni się zwykle o kilka woltów od potencjału katody na skutek początkowych szybkości elektronów i kontaktowej różnicy potencjałów występującej między elektrodami układu.

W obszarze drugim, przy napięciach przyspieszających wiązkę $U_1 < U_{pr} < U_2$ współczynnik emisji wtórnej σ jest większy od jedności i izolowana tarcza powinna naładować się dodatnio. Dodatni potencjał tarczy może wzrastać wskutek bombardowania przez wiązkę elektronów, dopóki nie osiągnie wartości równej potencjałowi kolektora. Dalszy wzrost potencjału jest niemożliwy, ponieważ między tarczą a kolektorem pojawia się pole, które dla elektronów wiązki jest polem przyspieszającym natomiast dla elektronów wtórnych tarczy jest polem hamującym. Pole hamujące odrzuca elektrony wtórne z powrotem do tarczy, wskutek czego potencjał tarczy się obniża. W wyniku opisanego procesu ustala się stabilny potencjał tarczy, który różni się od potencjału kolektora na skutek początkowej szybkości elektronów wtórnych i kontaktowej różnicy potencjałów występującej między elektrodami układu. W punk-



Rys. 2. Izolowana tarcza bombardowana wiązką elektronową k — katoda, d — działo elektronowe, it — izolowana tarcza, ke — kolektor elektronów wtórnych, I_w — prąd wiązki elektronowej, I_{wt} — prąd elektronów wtórnych, U_{pr} — napięcie przyspieszające.

cie równowagi prąd płynący przez kolektor równa się prądowi wiązki elektronowej. Między tarczą a kolektorem ustala się pole, hamujące elektrony wtórne i odrzucające część elektronów wtórnych z powrotem na tarczę.

W obszarze trzecim przy $U_2 < U_{pr} < \infty$ współczynnik emisji wtórnej jest mniejszy od jedności i tarcza ładuje się ujemnie, ponieważ ilość elektronów pozostających na tarczy jest większa niż ilość elektronów opuszczających tarczę. Dodatni potencjał tarczy maleje dotąd, dopóki napięcie przyspieszające elektrony U_{pr} nie osiągnie wartości napięcia U_2 . W tym punkcie osiąga się równowagę, ponieważ $\sigma = 1$. Dalsze obniżenie potencjału jest niemożliwe, ponieważ współczynnik emisji wtórnej wzrasta do wartości $\sigma > 1$. Dane eksperymentalne wskazują jednak, że stabilny potencjał tarczy w obszarze trzecim różni się od wartości U_2 więcej niż przewiduje teoria. W tym przypadku różnica powstaje na skutek zjawisk wtórnych, związanych z zastosowaniem dużych natężeń pól. Aby przekroczyć punkt U_2 (rys. 1) i osiągnąć wartości $\sigma < 1$ należy dla większości materiałów stosować napięcia przyspieszające, przekraczające kilka tysięcy woltów.

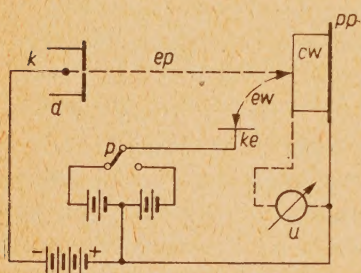
Z powyższych rozważań wynika, że przy bombardowaniu izolowanej tarczy stałą wiązką elektronów, potencjał powierzchni warstwy dąży do osiągnięcia określonej stabilnej wartości. Przy $\sigma < 1$ i małych napięciach przyspieszających, potencjał warstwy osiąga wartości bliskie wartości potencjału katody. Przy $\sigma > 1$ potencjał warstwy dąży do osiągnięcia wartości bliskiej wartości potencjału kolektora. Przy $\sigma < 1$ i wysokich napięciach przyspieszających, potencjał warstwy osiąga wartość zbliżoną do wartości U_2 (rys. 2). W punktach równowagi stabilnej $\sigma = 1$. Tarcze wykonane w postaci cienkich warstw z materiałów półprzewodzących lub izolacyjnych i posiadające podłoże przewodzące, stosowane są w lampach analizujących. Szczegółową analizę zjawisk, zachodzących w cienkich izolowanych warstwach z podłożem przewodzącym, bombardowanych przez wiązkę elektronów o stałym prądzie, przeprowadzili Knoll i Kazan [9].

Mechanizm działania takiej warstwy jest analogiczny do mechanizmu działania izolowanej tarczy. Przy bombardowaniu takiej warstwy wiązką elektronową o stałym prądzie płynącym między powierzchnią warstwy a jej podłożem, ustala się różnica potencjałów, zależna od wartości stabilnego potencjału powierzchni i potencjału przewodzącego podłoża.

W lampie analizującej wiązka elektronowa bombarduje jednak powierzchnię warstwy nie stale, a obiega oddzielne elementy warstwy kolejno, jeden po drugim. Obiegi takie są okresowe i powtarzają się w określonych odcinkach czasu. W czasie obiegu powierzchni tarczy przez wiązkę elektronową każdy element powierzchni jest „wybierany” przez

wiązkę elektronową w ciągu krótkiego odcinka czasu. Przy każdym obiegu wiązki „wybieranie” elementu powtarza się, przy czym w tym momencie czasu przez powierzchnię wybranego elementu przepływa prąd. Układ elektryczny, równoważny dla systemów stosowanych w lampach analizujących, pokazany jest na rys. 3.

Próbę usystematyzowanego objaśnienia zjawisk, zachodzących w lampach analizujących na podstawie teorii rozwiniętej dla procesów stacjonarnych lub długotrwałych, podjęli również Knoll i Kazan [9]. Według tych auto-



Rys. 3. Cienka warstwa bombardowana wiązką elektronową
 k — katoda, d — działko elektronowe, cw — cienka warstwa, pp — podłoże przewodzące, ke — kolektor elektronów wtórnych, ep — elektrony pierwotne, ew — elektrony wtórne.

rów-
 nież Knoll i Kazan [9]. Według tych auto-
 rów w czasie każdego wybierania element
 tarczy naładowuje się do wartości poten-
 cjału stabilnego. W czasie wybierania ele-
 mentu prąd przepływa przez jego po-
 wierzchnię tylko do momentu osiągnięcia
 przez powierzchnię wartości potencjału
 stabilnego. Przy osiągnięciu wartości po-
 tencjału stabilnego wartość współczynni-
 ka emisji wtórnej elementu powierzchni,
 zgodnie z mechanizmem opisanym wyżej
 równa się jedności i od tego momentu
 prąd przepływa przez układ kolektora
 elektronów wtórnych (rys. 3). W przer-
 wach między poszczególnymi wybierania-

mi elementy powierzchni rozładowują się, stopień zaś rozładowania każdego elementu zależy od naświetlenia. Sygnał przy kolejnych wybieraniach wytwarza się na skutek różnicy w wielkości ładunku, który musi dostarczyć wiązka elektronowa na różnie naładowane elementy tarczy, aby osiągnąć wartość potencjału stabilnego.

W całym szeregu prac eksperymentalnych [1, 10] udowodniono jednak, że prąd wiązki nie wystarcza, aby w czasie wybierania naładować warstwę w lampie analizującej, do poziomu potencjału stabilnego. Pomiarzy były wykonane w lampach działających, w których zachodziła modulacja wiązki elektronowej i wytwarzał się normalnie sygnał wyjściowy.

Można wykazać, że według mechanizmu opisanego przez Knolla i Kazana, modulacja prądu wiązki nie nastąpi, gdy prąd wiązki jest niewystarczający, aby naładować powierzchnię warstwy do wartości potencjału stabilnego. Prąd wiązki obiegającej warstwę ma stałą wartość; jego natężenie nie zależy od stanu warstwy, lecz tylko od potencjału istniejącego na siatce sterującej działka elektronowego. Wobec tego w danym przypadku w czasie obiegu wiązki będzie płynął jednakowy prąd przez wszystkie elementy powierzchni warstwy. Sygnał wyjściowy w lam-

pie analizującej jest właściwie różnicą między prądami, przepływającymi przez poszczególne elementy powierzchni warstwy o różnym potencjale (lub o różnym naświetleniu). Ponieważ nie będzie różnicy między prądami przepływającymi przez różnie naładowane elementy powierzchni, wobec tego modulacja wiązki nie wystąpi.

Dla przypadku, kiedy powierzchnia warstwy ładowana wiązką nie osiąga wartości potencjału stabilnego, generację sygnału i mechanizm modulacji wiązki objaśnił Gerus [2]. Według Geresa różnica natężenia prądu przepływającego przez poszczególne elementy warstwy powstaje na skutek różnicy w wartości wtórnej emisji poszczególnych elementów. Wskutek istnienia zobrazowania potencjałowego na powierzchni warstwy, potencjały poszczególnych elementów tarczy względem katody działają elektronowego są różne i wobec tego odpowiednio różne są napięcia przyspieszające wiązkę elektronową między katodą i poszczególnymi elementami tarczy, bombardowanymi przez wiązkę. Gdy wiązka obiega powierzchnię warstwy, wraz z przemieszczeniem wiązki z jednego elementu tarczy na drugi zmienia się też napięcie przyspieszające, jak również współczynnik emisji wtórnej, zgodnie z zależnością pokazaną na rys. 1. Zmiana współczynnika emisji wtórnej oznacza, że jednocześnie z przemieszczaniem wiązki zmienia się proporcja między prądem przepływającym przez powierzchnię warstwy i prądem elektronów wtórnych, odprowadzanych do kolektora. Ponieważ prąd wiązki elektronowej obiegającej warstwę jest zawsze stały, zmiana proporcji między wymienionymi prądami jest równoznaczna z modulacją. Sygnał wyjściowy powstaje zarówno w prądzie przepływającym przez warstwę, jak też i w prądzie elektronów wtórnych, odprowadzanych do kolektora.

Próby matematycznego ujęcia teorii modulacji wiązki elektronowej, według mechanizmu opisanego przez Geresa, były podejmowane niejednokrotnie. Wydana ostatnio monografia Gurewicza [4] zawiera właśnie interesującą próbę matematycznego ujęcia teorii modulacji wiązki elektronowej na cienkiej warstwie.

Zagadnienia, które powinny być poddane analizie matematycznej są w tym przypadku następujące:

Należy określić potencjał elementu powierzchni warstwy, prąd i bezwładność prądu, przepływającego przez element powierzchni warstwy, który jest bombardowany okresowo przez wiązkę elektronów o znanym natężeniu, przekroju i energii.

Rozwiązanie powinno ustalić zależność między wskazanymi elektrycznymi wartościami i parametrami warstwy: pojemnością, opornością i współczynnikiem emisji wtórnej.

Rezultatów otrzymanych przez Gurewicza oraz innych autorów nie można uważać za wyczerpujące z następujących względów:

1) Gurewicz, rozpatrując od strony matematycznej proces okresowego naładowania warstwy, nie traktuje go właściwie jako zjawisko okresowe. Rozwiązanie otrzymane jest w założeniu, że już istnieje równowaga między procesem naładowania się warstwy w okresie wybierania elementu i procesem jego rozładowania w okresie pomiędzy kolejnymi wybieraniami. Na tej podstawie wprowadzone są do równania wartości największego i najmniejszego równoważnych potencjałów warstwy, albo też równoważne wartości oporności warstwy w stanie ciemnym i przy naświetleniu, które powinny być właściwie otrzymane w wyniku rozwiązania. Dlatego równania otrzymane przez Gurewicza [6] nie pozwalają wyznaczyć parametrów warstwy, przy których możliwe jest ustalenie się procesu przyjętego w założeniu, a mianowicie: procesu równowagi między naładowaniem i rozładowaniem warstwy przy okresowym bombardowaniu wiązką elektronów.

2) Przy analizie mechanizmu modulacji, Gurewicz, podobnie jak i inni autorzy [3], rozróżnia dwa przypadki modulacji: $\sigma < 1$ i $\sigma > 1$; taki podział nie jest uzasadniony. Bezwzględna wartość współczynnika wtórnej emisji określa tylko znak ładunku, pozostającego na warstwie: przy $\sigma < 1$ warstwa naładowuje się ujemnie, a przy $\sigma > 1$ dodatnio. Znak ładunku jest obojętny dla mechanizmu modulacji wiązki przez warstwę i ma znaczenie tylko przy badaniu przewodnictwa elektrycznego materiału warstwy. Podobnie podział na szybkie ($\sigma > 1$) i powolne ($\sigma < 1$) elektrony ma znaczenie tylko dla odporności materiału warstwy na bombardowanie wiązką elektronową. Większa lub mniejsza wartość współczynnika emisji wtórnej powinna wpływać na działanie warstwy w ten sam sposób, jak wpływa zwiększenie lub zmniejszenie gęstości prądu wiązki elektronowej.

Ważne natomiast są, według mechanizmu opisanego wyżej, zmiany współczynnika emisji wtórnej w czasie wybierania elementu powierzchni przez wiązkę. Szybkość z jaką zmienia się w czasie wybierania elementu współczynnik emisji wtórnej zależy od stromości nachylenia charakterystyki $\sigma = \sigma(U_{pr})$, nie uwzględnionego w wiadomych nam pracach.

3) Przy pracy lamp analizujących znane są efekty, powstające we wszystkich znanych lampach [1, 4, 9, 11]. Jak można wnioskować z przeprowadzonych doświadczeń, efekty te są charakterystyczne właściwie dla mechanizmu modulacji wiązki elektronowej przez cienką warstwę. Efektami tymi są: bezwładność, pamięć, negatywny obraz.

Bezwładność objawia się w chwili, gdy za pomocą lamp analizujących obserwujemy obiekty ruchome: przy przemieszczaniu się obiektu na ekranach monitorów pozostają słabo widoczne, zanikające z czasem obrazy obiektu przekazywanego w położeniu pierwotnym. W niektórych przypadkach po usunięciu obiektu obraz trwale pozostaje na ekranie

i bez zmiany zakresu pracy lampy usunąć się nie daje. Zjawisko to nazywane jest „pamięcią” lampy.

Zdarzają się również przypadki, gdy na ekranach monitorów pojawiają się obrazy negatywne, zamiast normalnych. Negatyw lampy analizującej jest identyczny z negatywami występującymi w fotografii: obiekty o kolorze białym mają kolor czarny, czarne obiekty mają kolor biały.

Żadna ze znanych nam teorii nie tłumaczy tych właściwości na podstawie opracowanej teorii matematycznej. Dla objaśnienia tych zjawisk wprowadzane są dodatkowe rozważania często nawzajem przeciwstawne [3 i 7] o procesach fizycznych, zachodzących przy modulacji i nie wynikające bezpośrednio z teorii, proponowanej przez autorów.

W przeglądzie powyższym powoływano się na artykuły, zawierające zasadnicze prace i wyniki badań z zakresu teorii modulacji wiązki elektronowej przez cienką warstwę. Uzupełniająca bibliografia jest podana w spisie literatury w [8, 11].

3. PRĄDY PRZEPŁYWAJĄCE PRZEZ CIENKĄ WARSTWĘ PRZY OKRESOWYM WZBUDZANIU

Warstwę, którą obiega wiązka elektronowa, będziemy nazywali warstwą cienką, jeśli jej oporność skrośna w obszarze o powierzchni równej poprzecznemu przekrojowi wiązki elektronowej jest znacznie mniejsza niż oporność między powierzchnią danego obszaru, a pozostałą warstwą, wyłączając oporność elementu. Pojemność warstwy natomiast w granicach wskazanego obszaru jest znacznie większa niż pojemność między powierzchnią warstwy w granicach obszaru, a pozostałą warstwą, wyłączając pojemność elementu. Warstwy mozaikowe według tego określenia są również warstwami cienkimi.

W analizie przyjmujemy, że wiązka ma przekrój poprzeczny w formie kwadratu i równomierny rozkład gęstości prądu w przekroju poprzecznym.

Układ, w którym stosowana jest zwykle warstwa, pokazany jest na rys. 3. Układ zawiera działo elektronowe z katodą, kolektor i cienką warstwę na podłożu przewodzącym.

Analizę matematyczną zjawisk, zachodzących w warstwach cienkich, można przeprowadzić w sposób prosty, jeśli z warstwy wyłączymy element powierzchni, którego wymiary odpowiadają wymiarom najmniejszego szczegółu, przekazywanego normalnie przez lampę pracującą. Ponieważ przekazanie przez lampę takiego szczegółu jest na ogół niezależne od treści pozostałego obrazu, przeanalizowanie działania poszczególnego elementu prawidłowo zilustruje działanie całej warstwy.

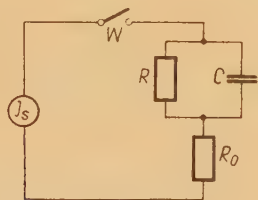
W czasie pracy wiązka obiegająca powierzchnię warstwy wybiera

kolejno poszczególne elementy warstwy. Cykl roboczy elementu powierzchni, wybranego w regularnych odstępach czasu przez wiązkę elektronów, składa się z dwóch części:

a) okres wybierania elementu przez wiązkę elektronów, kiedy elektrony bombardujące powierzchnię warstwy naładują ją i gdy przez pojemność elementu warstwy przepływa prąd, który jest prądem sygnału;

b) okres rozładowania, kiedy warstwa przez opór własny częściowo się rozładowuje; wiązka elektronów obiega w tym czasie inne elementy powierzchni.

Układ równoważny dla elementu warstwy (rys. 4) można przedstawić jako oporność skrośną elementu R , włączoną równolegle z pojemnością



Rys. 4. Układ równoważny dla elementu cienkiej warstwy.



Rys. 5. Układ zastępczy dla okresu rozładowania.

elementu C . Wyłącznik W jest w czasie wybierania włączony, w okresie rozładowania — wyłączony. Układ jest zasilany z generatora prądowego prądem I_s . Zależność natężenia prądu tego generatora od napięcia na pojemności C powinna być analogiczna do zależności natężenia prądu, przepływającego przez warstwę w okresie wybierania, od napięcia na warstwie. Układ równoważny może być rozdzielony na dwa układy zastępcze: jeden dla okresu rozładowania, drugi dla okresu wybierania elementu.

Dla okresu rozładowania układ składa się z pojemności warstwy C , włączonej równolegle do oporności warstwy R (rys. 5). Równanie różniczkowe dla tego układu będzie:

$$C \frac{dU}{dt} + \frac{U}{R} = 0, \quad \text{dla } t_k \leq t \leq t_0, \quad (2)$$

gdzie

U — różnica napięć występująca między powierzchnią warstwy i podłożem przewodzącym,

t_k — moment ukończenia wybierania elementu warstwy przez wiązkę elektronową,

t_0 — moment ukończenia okresu rozładowania.

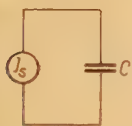
Czas zawsze liczy się od początku okresu wybierania elementu.

Równanie (2) jest słuszne dla dowolnego cyklu rozładowania elementu powierzchni.

Określenie układu zastępczego dla okresu wybierania wymaga dodatkowych rozważań.

Na element powierzchni działa w okresie wybierania impuls prądu. Impuls prądu działa na układ (rys. 4, wyłącznik W włączony) zawierający dwa opory: R_0 — opór wyjściowy i R — opór skrośny warstwy.

Szybkie zmiany potencjału, odbywające się w toku wybierania na powierzchni warstwy powodują modulację wiązki. Dlatego też wartości oporów R i R_0 powinny być w taki sposób dobrane, aby te zmiany były możliwe. Warunek ten może być ściśle spełniony tylko w tym przypadku, kiedy równoważny układ warstwy może być przedstawiony jako pojemność warstwy C , włączona szeregowo z generatorem impulsów prądu I_s (rys. 6).



Rys. 6. Układ zastępczy dla okresu wybierania.

Istniejące lampy zawsze posiadają opory wpływające na prawidłowe działania warstwy, przy czym musi być spełniony warunek:

$$RC \gg t_k. \quad (3)$$

Opór wyjściowy R_0 (rys. 5) jest włączony szeregowo z warstwą światłoczułą. Gdy wiązka elektronów obiega warstwę, zachodzi przełączenie poszczególnych elementów warstwy, za pomocą wiązki na opór R_0 . Prąd przepływający przez warstwę i opór wyjściowy R_0 , powinien zależeć tylko od wartości potencjału obrazowania potencjałowego warstwy. Zmiany prądu, przepływającego przez opór R_0 , spowodowane wybieraniem elementów warstwy przez wiązkę elektronową, nie powinny również powodować procesów przejściowych. Wymienione wymagania dla okresu wybierania mogą być spełnione tylko w tym przypadku, jeśli prąd przepływający przez opór R_0 w okresie wybierania, będzie proporcjonalny do zmian napięcia na warstwie i do pojemności C .

$$I = C \frac{dU}{dt}, \quad (4)$$

gdzie

I — prąd płynący przez warstwę.

Dla oporu R_0 musi być spełniony warunek:

$$R_0 C \ll t_k. \quad (5)$$

Podsumowując powyższe można powiedzieć, że opory R_0 i R muszą być dobrane w taki sposób, aby w okresie wybierania opory te nie wpływały na wartość prądu przepływającego przez warstwę. Układ równoważny dla okresu wybierania jest pokazany na rys. 6; zawiera on generator prądu I_s włączony szeregowo z pojemnością C .

Dla zestawienia równania różniczkowego niezbędne jest określenie analityczne zależności prądu generatora w układzie zastępczym od poszukiwanego napięcia występującego na pojemności C .

Wiadomo, że wiązka elektronowa zasila powierzchnię warstwy prądem stałym I_w , którego wartość jest określona przez napięcie występujące na siatce sterującej działa elektronowego. Tylko część prądu wiązki pozostaje jako ładunek elektryczny na powierzchni warstwy. Na skutek występowania emisji wtórnej pozostała część elektronów wiązki wraz z elektronami wtórnymi powraca do kolektora. Proporcja między elektronami pierwotnymi i wtórnymi określa się współczynnikiem emisji wtórnej. Określenie zależności między prądem generatora a napięciem na pojemności C wymaga analizy procesów emisji wtórnej, zachodzących na powierzchni warstwy.

Przy analizach procesów emisji wtórnej na tarczach lamp analizujących przyjęty jest podział elektronów wtórnych na elektrony wtórne, elektrony odbite i elektrony rozproszone. Elektrony rozproszone są to elektrony wtórne, powracające na warstwę i osiadające na obszarach warstwy poza bombardowanym elementem. Elektrony te również powodują przepływ prądu przez pojemność warstwy i powstanie sygnału na oporności wyjściowej R_0 .

Chociaż nad powierzchnią elementu warstwy istnieje pole przyspieszające elektrony wtórne, emitowane przez warstwę, to w warunkach, kiedy zobrazowanie potencjałowe istnieje, można jednak przedstawić sobie możliwość osiadania wtórnych elektronów na powierzchni warstwy. Sygnał wytworzony przez takie elektrony, jest sygnałem szumu i stanowi zagadnienie odrębne.

Podział elektronów na wtórne i odbite jest dla mechanizmu modulacji obojętny i dlatego poniżej współczynnik emisji wtórnej będzie wszędzie rozumiany jako wartość bezwymiarowa, określona według wyrażenia (1) przez pomiar w warunkach odpowiadających warunkom działania warstwy w układzie rzeczywistym.

Typowa zależność współczynnika emisji wtórnej od napięcia przyspieszającego jest pokazana na rys. 7.

Zgodnie z określeniem współczynnika emisji wtórnej, prąd przepływający przez warstwę, może być wyrażony przez współczynnik emisji wtórnej dla przypadku $\sigma < 1$ w sposób następujący

$$I = I_w [1 - \sigma(U_{pr})], \quad (6)$$

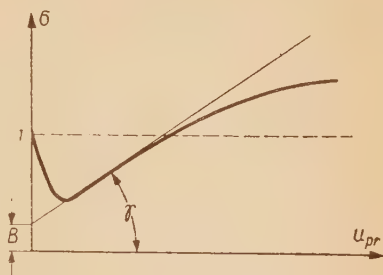
a dla przypadku $\sigma > 1$

$$I = I_w [\sigma(U_{pr}) - 1]. \quad (7)$$

Dla ułatwienia analizy zakładamy, że współczynnik emisji wtórnej

zależy liniowo od napięcia przyspieszającego. Przybliżenie, iż jest to zależność liniowa pozwoli nam w prosty sposób interpretować rezultat końcowy.

W znanych przypadkach działania warstwy przybliżenie takie posiada zadowalającą dla praktyki dokładność, ponieważ zmiany zobrazowania potencjałowego w czasie pracy warstwy nie przekraczają kilku woltów. W tak wąskich granicach większość wiadomych zależności można aproksymować z dostateczną dokładnością linią prostą. Bardziej skomplikowany jest przypadek, kiedy warstwa działa w obszarze $\sigma < 1$, gdzie istnieje załamanie charakterystyki (rys. 7).



Rys 7. Typowa charakterystyka emisji wtórnej.

Mechanizm działania warstwy w miejscu załamania charakterystyki wymaga dodatkowej analizy, która będzie przeprowadzona poniżej.

Słuszność przybliżenia można sprawdzić, jeśli porównamy obliczone zmiany napięcia na warstwie z przebiegiem charakterystyki w tym samym obszarze.

Liniową zależność możemy zapisać w następujący sposób:

$$\begin{aligned} \text{gdzie} \quad \sigma &= \pm k U_{pr} + b, \\ k &= \operatorname{tg} \gamma. \end{aligned} \quad (8)$$

Znaczenie γ i b pokazano na rys. 7.

Napięcie przyspieszające elektrony U_{pr} w równaniu (8) jest różnicą potencjałów występującą między katodą działa elektronowego, a powierzchnią elementu warstwy bombardowanego przez wiązkę elektronów. Napięcie to można przedstawić jako sumę napięć między katodą a podłożem przewodzącym i między podłożem przewodzącym, a powierzchnią warstwy.

Przy współczynnikach emisji wtórnej $\sigma < 1$, powierzchnia warstwy zawsze naładowuje się ujemnie i napięcie przyspieszające będzie mniejsze od napięcia istniejącego między katodą, a podłożem przewodzącym o wartość równą poszukiwanemu napięciu na powierzchni cienkiej warstwy.

$$U_{pr} = U_{ps} - U, \quad (9)$$

z równania (8) i (9) otrzymamy

$$\sigma = \pm k(U_{ps} - U) + b. \quad (10)$$

Przy współczynniku emisji wtórnej $\sigma > 1$ powierzchnia warstwy naładowuje się w czasie bombardowania dodatnio, ponieważ kolektor elek-

tronów wtórnych ma potencjał dodatni względem podłoża przewodzącego. Jest to warunek istnienia pola przyspieszającego elektrony wtórne warstwy. Dla powierzchni ładującej się dodatnio, zależność współczynnika emisji wtórnej od napięcia na powierzchni warstwy napisze się w sposób następujący

$$U_{pr} = U_{ps} + U. \quad (11)$$

Opuszczając na razie klasyfikację różnych przypadków, można zapisać na podstawie równań (6), (7), (8), (10), (11) zależność prądu płynącego przez warstwę od napięcia na powierzchni warstwy w najbardziej ogólnej formie

$$I = I_w(d \pm kU), \quad (12)$$

gdzie

d — jest parametrem.

Równanie różniczkowe dla procesu wybierania w układzie jak na rys. 6 z uwzględnieniem równania (12) można napisać w postaci:

$$C \frac{dU}{dt} = I_w(d \pm kU) \quad \text{dla } 0 \leq t \leq t_k. \quad (13)$$

Równanie dla okresu rozładowania i okresu wybierania (2) i (13) są proste i ich rozwiązanie zapiszemy bez pośrednich obliczeń: Całkowanie dla procesu naładowania przeprowadza się od $t=0$ — początku wybierania, do t , a dla procesu rozładowania od t_k — końca procesu wybierania, do t .

$$U_k = \pm \frac{d}{k} \left(e^{\pm \frac{I_w k}{C} t} - 1 \right) + U_{ok} e^{\pm \frac{I_w k}{C} t} \quad (14)$$

$$\text{dla } 0 \leq t \leq t_k$$

$$U_r = U_{or} \exp\left(-\frac{t-t_k}{RC}\right) \quad \text{dla } t_k \leq t \leq t_0, \quad (15)$$

gdzie

U_k — napięcie na warstwie w czasie wybierania,

U_{ok} — wartość tego napięcia na początku okresu wybierania,

U_r — napięcie na warstwie w czasie rozładowania,

U_{or} — wartość tego napięcia na początku okresu rozładowania.

Na rys. 8 przedstawiono schematycznie kilka cykli ładowania i rozładowania.

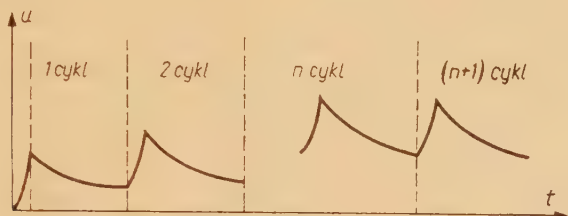
Łatwo zauważyć, że napięcie początkowe w okresie wybierania U_{ok} z równania (14) w dowolnym $n+1$ cyklu równa się końcowemu napięciu U_r w dowolnym n cyklu okresie rozładowania.

$$U_{ok}(n+1) = U_r(n) = U_{or}(n) \exp\left(-\frac{T_0}{RC}\right), \quad (16)$$

gdzie

$T_0 = t_0 - t_k$ — czas trwania rozładowania,

$T_k = t_k$ — czas trwania wybierania, ponieważ w momencie początku wybierania zawsze jest $t = 0$.



Rys. 8. Zmiany napięcia na powierzchni warstwy.

Ponieważ jednocześnie w każdym n cyklu końcowe napięcie okresu wybierania elementu równa się początkowemu napięciu okresu rozładowania

$$U_{or}(n) = U_k(n), \quad (17)$$

$t = t_k$

to równanie (16) można napisać podstawiając $U_k(n)$ z (14) w następujący sposób

$$U_{ok}(n+1) = \left\{ \pm \frac{d}{k} \left[\exp \left(\pm \frac{I_w k}{C} T_k \right) - 1 \right] + \right. \\ \left. + U_{ok}(n) \exp \left(\pm \frac{I_w k}{C} T_k \right) \right\} \exp \left(-\frac{T_0}{RC} \right). \quad (18)$$

Wprowadzamy do równania (18) następujące oznaczenie

$$A = \exp \left(-\frac{T_0}{RC} \pm \frac{I_w k}{C} T_k \right), \\ B = \pm \frac{d}{k} \left[\exp \left(\pm \frac{I_w k}{C} T_k \right) - 1 \right] \exp \left(-\frac{T_0}{RC} \right).$$

Wtedy

$$U_{ok}(n+1) - A U_{ok}(n) = B. \quad (19)$$

Równanie (19) jest równaniem różnicowym.

Rozwiązanie tego równania zapiszemy bez pośrednich obliczeń.

$$U_{ok}(n) = B \frac{A^n - 1}{A - 1} + U_{ok} A^n. \quad (20)$$

Jeśli podstawimy wyrażenie na U_{ok} (20) do równań (14) i (15), to z uwzględnieniem wyrażenia (17) otrzymamy:

$$U_k(n) = \pm \frac{d}{k} \left[\exp\left(\pm \frac{I_w k}{C} t\right) - 1 \right] - \frac{B}{A-1} \exp\left(\pm \frac{I_w k}{C} t\right) +$$

$$+ B \frac{A^n}{A-1} \exp\left(\pm \frac{I_w k}{C} t\right) + U_{ok} A^n. \quad (21)$$

dla $0 \leq t \leq t$

$$U_r(n) = U_k(n) \exp\left(-\frac{t-t_k}{RC}\right). \quad (22)$$

dla $t_k \leq t \leq t_0$

Równania (22) i (23) są słuszne dla dowolnego n cyklu. Należy tylko w każdym cyklu czas t liczyć od 0. Równania określają wartość napięcia istniejącego na powierzchni warstwy, która jest obiegana wiązką elektronową dla dowolnego momentu czasu. Z równań można korzystać, oczywiście tylko w granicach, kiedy liniowe przybliżenie charakterystyki emisji wtórnej $\sigma = \sigma(U_{pr})$ jest dobre i kiedy napięcie przyspieszające nie przekracza wartości odpowiadającej $\sigma = 1$. W skład równania (21) wchodzi człony zawierające A , których wartość zależy od ilości cykli n . Człony te charakteryzują bezwładność i pamięć warstw. Oczywiście warunkiem procesu stacjonarnego jest $A < 1$.

W procesie stacjonarnym, gdy ilość cykli n nieograniczenie wzrasta $A \rightarrow 0$ i równania przekształcają się w równania dla procesu ustabilizowanego:

$$U_k = \pm \frac{d}{k} \left[\exp\left(\pm \frac{I_w k}{C} t\right) - 1 \right] - \frac{B}{A-1} \exp\left(\pm \frac{I_w k}{C} t\right), \quad (23)$$

dla $0 \leq t \leq t_k$

$$U_r = U_k \cdot \exp\left(-\frac{t-t_k}{RC}\right). \quad (24)$$

dla $t_k \leq t \leq t_0$

Dla określenia wartości największego i najmniejszego potencjału naładowania się warstwy w równania (23) i (24) podstawić zamiast t odpowiednio wartości t_k i t_0 .

Wprowadzimy oznaczenia

$$\frac{I_w k}{C} = \alpha \quad \frac{T_0}{RC} = \beta.$$

Ponieważ w każdym cyklu czas liczy się od 0, zamiast czasów t_k i $t-t_0$ można podstawić odcinki czasu T_k i T_0 .

Największy względem przewodzącego podłoża potencjał warstwy równa się napięciu w końcu okresu wybierania

$$U_k = \pm \frac{d}{k} \cdot \frac{(e^{\pm\alpha} - 1)}{(1 - e^{\pm\alpha} e^{-\beta})} \quad (25)$$

Najmniejszy potencjał warstwy równa się napięciu w końcu okresu rozładowania:

$$U_r = \pm \frac{d}{k} \frac{(e^{\pm\alpha} - 1)e^{-\beta}}{(1 - e^{\pm\alpha} \cdot e^{-\beta})} \quad (26)$$

Znając największy i najmniejszy potencjał elementu powierzchni, możemy określić wartość prądu, przepływającego przez element warstwy w okresie wybierania.

Średni prąd, przepływający przez warstwę w czasie wybierania, równa się ładunkowi elektrycznemu, dostarczonemu w tym czasie do elementu powierzchni, podzielonemu przez czas wybierania

$$I_s = \frac{\Delta Q}{T_k} \quad (27)$$

Ładunek może być zastąpiony przez iloczyn z różnicy potencjałów na powierzchni przez pojemność powierzchni, a mianowicie:

$$I_s = \frac{CAU}{T_k} = \frac{C}{T_k} \frac{(U_k - U_r)}{t=t_k \quad t=t_0} \quad (28)$$

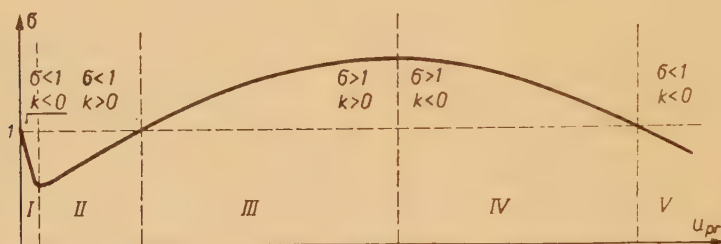
Ostatecznie podstawiając wyrażenie (25) i (26) do wyrażenia (28), otrzymamy

$$I_s = \frac{I_w d}{\pm \alpha} \frac{(e^{\pm\alpha} - 1)(1 - e^{-\beta})}{(1 - e^{\pm\alpha} e^{-\beta})} \quad (29)$$

Wzór (29) określa średnią wartość prądu, przepływającego przez element powierzchni cienkiej warstwy w okresie wybierania, przy okresowym bombardowaniu warstwy przez wiązkę elektronową. Wzór ten ma przy współczynniku α dwa znaki, ponieważ zawsze możliwe są dwie wartości tangensa kąta nachylenia charakterystyki emisji wtórnej. Łatwo zauważyć, że kierunek prądu jest niezależny od znaku α , czyli nachylenia charakterystyki. Różnica w znakach, która pojawiła się przy zestawieniu równania dla okresu wybierania, jest wynikiem różnicy w mechanizmie naładowania elementu warstwy przy różnych kątach nachylenia charakterystyki.

Przy naładowaniu się powierzchni warstwy w czasie wybierania zmienia się potencjał powierzchni i w rezultacie zmienia się napięcie przyspieszające elektrony. Zmiana napięcia przyspieszającego wiązkę może spowodować w zależności od znaku tangensa kąta nachylenia charakterystyki emisji wtórnej, zarówno zwiększenie się jak i zmniejszenie się współczynnika emisji wtórnej. Zmniejszenie napięcia przyspieszającego

na rys. 9 w obszarze, gdzie $\sigma < 1$ powoduje wzrost σ przy $k < 0$ i zmniejszenie σ przy $k > 0$. Ponieważ zmiany współczynnika σ określają jednoznacznie zmiany wartości prądu w trakcie ładowania pojemności warstwy, prąd przepływający przez warstwę może zmniejszać się, jak to bywa w zwykłych układach elektrycznych, albo wzrastać, jeśli zmiany współczynnika σ spowodują wzrost prądu przepływającego przez warstwę. Na rys. 9 pokazana jest typowa charakterystyka emisji wtórnej. Charakterystyka podzielona jest na obszary, różniące się mechanizmem modulacji.



Rys. 9. Podział charakterystyki emisji wtórnej na obszary o różnym mechanizmie modulacji.

W obszarze I gdzie $\sigma < 1$ i $k < 0$ warstwa przy bombardowaniu przez wiązkę ładuje się zawsze ujemnie. Zmniejszenie napięcia przyspieszającego w czasie wybierania, jak wynika z charakterystyki, powoduje zwiększenie σ i zmniejszenie prądu płynącego przez warstwę.

W obszarze II, gdzie $\sigma < 1$ i $k > 0$ warstwa przy bombardowaniu przez wiązkę naładowuje się również ujemnie, ale zmniejszenie napięcia przyspieszającego powoduje tym razem zmniejszenie σ i, co za tym idzie, zwiększenie prądu płynącego przez warstwę w miarę wzrastania potencjału na warstwie.

W obszarze III gdzie $\sigma > 1$ i $k > 0$, charakterystyka emisji wtórnej na rys. 9 otrzymana jest w warunkach, kiedy nad powierzchnią warstwy istnieje pole przyspieszające elektrony wtórne, czyli potencjał kolektora elektronów wtórnych jest dodatni względem podłoża przewodzącego. W tym przypadku warstwa ładuje się w czasie wybierania dodatnio i zwiększenie potencjału przyspieszającego powoduje zwiększenie prądu płynącego przez warstwę, ponieważ ze wzrostem napięcia przyspieszającego U_{pr} prąd płynący przez warstwę wzrasta (7).

Obszar IV — analogiczne rozważania jak dla obszaru III wskazują, że przy wzroście potencjału na powierzchni warstwy, σ i prąd płynący przez warstwę będzie malał (7).

Obszar V — jest analogiczny do obszaru I.

Reasumując rozważania, można stwierdzić, że możliwe są dwa mecha-

nizmy przepływu prądu przez cienkie warstwy przy okresowym bombardowaniu jej powierzchni przez wiązkę elektronową.

Pierwszy opisuje wyrażenie

$$I_s = dI_w \frac{(1 - e^{-\alpha})(1 - e^{-\beta})}{\alpha(1 - e^{-\alpha}e^{-\beta})}, \quad (30)$$

i ma miejsce w przypadkach, kiedy $\sigma < 1$, $k < 0$ lub $\sigma > 1$, $k < 0$ i polu elektrycznym przyspieszającym elektrony wtórne nad powierzchnią warstwy.

Drugi opisuje wyrażenie

$$I_s = dI_w \frac{(e^{\alpha} - 1)(1 - e^{-\beta})}{(1 - e^{\alpha}e^{-\beta})}, \quad (31)$$

i ma miejsce w przypadkach kiedy $\sigma < 1$, $k > 0$ lub $\sigma > 1$, $k > 0$ i polu elektrycznym przyspieszającym elektrony wtórne nad powierzchnią warstwy.

Równania (23), (24) i (29) określają parametry cienkiej warstwy, dla których jest możliwe ustalenie się procesu stabilnej równowagi między procesami naładowania się warstwy w okresie wybierania i rozładowania się jej w okresie pomiędzy okresami wybierania. Zmiana dowolnego z parametrów, wchodzących w skład równań, powoduje przejście z jednego stabilnego stanu w inny, charakteryzujący się innym prądem płynącym przez warstwę i innymi napięciami na powierzchni warstwy względem podłoża.

Przejście z jednego stabilnego stanu w drugi stan stabilny zachodzi z pewną bezwładnością. Nowe wartości prądu i napięcia ustalają się nie od razu, a w przeciągu kilku lub kilkunastu okresów wybierania elementu przez wiązkę.

Aby zniknęły istniejące wartości napięcia na powierzchni warstwy, niezbędny jest również określony odcinek czasu. Bezwładność można ocenić za pomocą równania (21). Napięcie w końcu okresu wybierania dla $t = t_k$ może być zapisane w następujący sposób

$$U_k(n) = \pm \frac{d}{k} \frac{(e^{\mp \alpha} - 1)[(e^{\pm \alpha}e^{-\beta})^{n+1} - 1]}{(1 - e^{\pm \alpha}e^{-\beta})} + U_{ok}(e^{\pm \alpha}e^{-\beta})^n. \quad (32)$$

Bezwładność ustalania się nowego stanu stabilnego określimy jako stosunek napięcia na elementarnej powierzchni warstwy w dowolnym n okresie stanu przejściowego do napięcia na elementarnej powierzchni warstwy w dowolnym okresie następującego stanu stabilnego, zakładając, że początkowe napięcie na powierzchni warstwy równa się 0. Oznaczmy bezwładność jako Y_1 i ponieważ według założenia $U_{ok} = 0$ i $(e^{\pm \alpha}e^{-\beta}) \rightarrow 0$ przy $n \rightarrow \infty$

$$Y_1 = (e^{\pm \alpha}e^{-\beta})^{n+1} - 1. \quad (33)$$

Bezwładność zanikania pierwotnego stanu stabilnego w okresie przejściowym określa się członem równania (32), zawierającym U_{ok} — napięcie początkowe, istniejące na powierzchni warstwy przed rozpoczęciem procesu przejściowego.

Jeśli określimy bezwładność zanikania jako stosunek napięcia początkowego, istniejącego na powierzchni warstwy w dowolnym n — okresie stanu przejściowego, do napięcia istniejącego na powierzchni warstwy przed rozpoczęciem procesu przejściowego, to oznaczając bezwładność zanikania przez Y_2 , otrzymamy

$$Y_2 = (e^{\pm \alpha} e^{-\beta})^n. \quad (34)$$

W przypadku kiedy $\sigma < 1$, $k > 0$ lub $\sigma > 1$, $k > 0$ wartości Y_1 i Y_2 mogą być większe od jedności.

Proces naładowania warstwy w tych warunkach będzie narastający: z każdym wybieraniem początkowe potencjały będą wzrastać. Warstwa będzie posiadała pamięć.

4. WNIOSKI

1) Zagadnienie mechanizmu działania cienkiej warstwy obieganej wiązką elektronową przedstawiono za pomocą równań różnicowych. Przy rozwiązaniu przyjęto, że charakterystyka emisji wtórnej w zasięgu zmian potencjałów między katodą wyrzutni elektronowej, a powierzchnią cienkiej warstwy, może być przedstawiona jako linia prosta, a nad powierzchnią warstwy istnieje pole przyspieszające elektrony wtórne warstwy. Otrzymano równania wiążące przepływający przez powierzchnię cienkiej warstwy prąd, bezwładność tego prądu oraz istniejące na powierzchni warstwy napięcie z parametrami warstwy: jej opornością, pojemnością oraz charakterystyką emisji wtórnej warstwy.

2) Ustalono, że istnieją dwa mechanizmy modulacji wiązki elektronowej za pomocą cienkiej warstwy. Jeden istnieje przy modulacji w obszarach I, IV, V charakterystyki emisji wtórnej (rys. 9) i sygnał modulowany warstwą jest w tym przypadku pozytywny, to znaczy zmniejszeniu oporności warstwy odpowiada zwiększenie prądu przepływającego przez warstwę. Drugi mechanizm istnieje w obszarach II i III (rys. 9) charakterystyki emisji wtórnej i sygnał modulowany za pomocą cienkiej warstwy jest w tym przypadku negatywny, to znaczy że zmniejszeniu oporności warstwy odpowiada zmniejszenie prądu przepływającego przez warstwę. Współczesne lampy analizujące działają w obszarze I charakterystyki emisji wtórnej.

3) Otrzymano równania określające bezwładność prądową warstwy w zależności od parametrów warstwy.

4) Przedstawiono warunki określające powstanie trwałej „pamięci” warstwy.

WYKAZ LITERATURY

1. Gerus W. L.: *Nakoplenie i sczytywanie potencjalnego reliefa w telewizyjnych przedajuszczich trubkach s rozlozeniem puczkom medlennych elektronow*. Technika Kino i telewidenija 1958 Nr 5, s. 30.
2. ditto — 1958, Nr 4 i Nr 5.
3. ditto — 1958 Nr 5, s. 32.
4. Gurewicz S. B.: *Fizicheskiye processy w przedajuszczich telewizyjnych trubkach*. Fizmatizdat 1958.
5. ditto — s. 113—114, s. 353—355.
6. ditto — s. 354, równanie (15), s. 270, równania (28).
7. ditto — s. 323.
8. Katajew S. I.: *O wtoricznych elektronach elektronno-luczowych telewizyjnych trubok*. Izd. WRK pri SNK SSRR 1953.
9. Knoll M. and Kazan B.: *Storage tubes and their basic principles*. John Wiley and Sohn NY 1952.
10. Oksman J. A., Budnikowa W. A.: *Analiz raboty fotorezistiwnych przedajuszczich trubok*. Żurnał optiko-mech. prom. 1954, NI 15.
11. Zworykin V. K., Morton G. A.: *Television*. John Wiley and Sohn NY.

О МЕХАНИЗМЕ МОДУЛЯЦИЙ ЭЛЕКТРОННОГО ПУЧКА С ПОМОЩЬЮ ТОНКОГО СЛОЯ

С помощью разностных уравнений решена задача о механизме модуляции электронного пучка, развертываемого по поверхности тонкого изолированного слоя с потенциальным рельефом. Принято, что характеристику вторичной эмиссии в рабочей области тонкого слоя можно аппроксимировать прямой линией. Над поверхностью тонкого слоя существует поле, ускоряющее вторичные электроны слоя. Получены уравнения связывающие электрические характеристики слоя — потенциалы, токи, инерционность — с физическими параметрами слоя: емкостью, сопротивлением и крутизной наклона характеристики вторичной эмиссии. Установлено, что в зависимости от знака тангенса угла α наклона характеристики вторичной эмиссии и значения коэффициента вторичной эмиссии σ возможны два механизма модуляции. Первый проявляется при $\sigma < 1$, $\operatorname{tg} \alpha < 0$ и $\sigma > 1$, $\operatorname{tg} \alpha < 0$ в этом случае получаемый при модуляции сигнал будет позитивным, т. е. уменьшению сопротивления слоя будет соответствовать возрастание сигнала; второй механизм проявляется при $\sigma < 1$, $\operatorname{tg} \alpha > 0$ и $\sigma > 1$, $\operatorname{tg} \alpha > 0$ в этом случае получаемый при модуляции сигнал будет негативным т. е. уменьшению сопротивления слоя будет соответствовать уменьшение сигнала. Во втором случае емкость слоя будет действовать как емкость с отрицательным знаком. Возможно разделение характеристики на 5 областей, отличающихся механизмом модуляции. Получены условия определяющие возникновение „памяти” в тонком слое. Результаты могут быть использованы для расчета мишеней приемных и запоминающих трубок.

MECHANISM OF ELECTRON BEAM CURRENT MODULATION BY THIN LAYERS

The problem associated with the mechanism of action of the thin layer subjected to periodical bombardment with a electron beam is being solved by the difference equations. The solution of the problem rests on the assumptions, that

the secondary emission characteristic within the range of changes of the potentials between the cathode of the electron gun and the surface of the thin layer may be represented as a straight line and that over the surface there exists a field accelerating the secondary electrons of the layer. The derived equation combines the current flowing across the surface of the thin layer with the inertance of this current and the voltage prevailing on the surface of the layer with its parameters: the resistance, capacitance and the characteristic of the secondary emission of layer.

It has been proved that depending on the sign of tangent of inclination angle α of the secondary emission characteristic and the value of the secondary emission rate σ two mechanisms of modulation of the electron beam with the aid of the thin layer can exist. One of them exists at $\sigma < 1, \operatorname{tg} \alpha < 0$ and $\sigma > 1, \operatorname{tg} \alpha < 0$ and the signal is then positive, what means that to decreasing layer resistance corresponds the increase of the current flowing across the layer. The other mechanism corresponds to $\sigma < 1, \operatorname{tg} \alpha > 0$ and $\sigma > 1, \operatorname{tg} \alpha > 0$ and the signal is negative, what means that decreasing of the layer resistance is associated with decreasing of the current flowing across the layer. The capacitance of the layer acts in such an instance as the capacitance of negative value. Up-to-date pickup tubes operate in the region I of the secondary emission characteristic.

The equation is derived which determines the current inertance of the layer depending on the layer parameters.

The conditions for stable „memory” layer are established. The results may be used for calculation of thin layers in the pickup — and memory tubes.

621.313.22:621.3.045

J. TUROWSKI

Wpływ nasycenia na siły w uzwojeniach maszyn elektrycznych

Rękopis dostarczono 5. 12. 1959

Wyprowadzono wzory na rozkład i wartość sił występujących w części żłobkowej uzwojeń maszyn elektrycznych z uwzględnieniem wpływu nasycenia zębów. Podano wzory na maksymalne siły wypadkowe działające na dno żłobka (11c), (17) i na klin (23a). Znane dotychczas wzory są niedokładne, gdyż nie uwzględniają wpływu nasycenia [1, 3]. Są one szczególnym przypadkiem podanych tu wzorów. Wyprowadzone wzory różnią się od wspomnianych wzorów z literatury współczynnikiem $k \leq 1$, silnie zależnym od proporcji żłobka $\frac{h}{a}$ i od nasycenia zębów (rys. 6). Z podanych na końcu

pracy przykładów wynika, że bez sprawdzenia stopnia nasycenia zębów wg rys. 6 nie można liczyć na zmniejszenie sił zwarciovych w żłobku pod wpływem nasycenia, jak to sugeruje literatura [4]. Dlatego bezpiecznie jest korzystać ze wzorów wyprowadzonych z pominięciem nasycenia, a w przypadkach, gdy wyliczone tak siły wypadają zbyt duże — wprowadzić korektę na nasycenie wg rys. 6.

Podana w pracy metoda może znaleźć zastosowanie przy analitycznym badaniu wpływu nasycenia na inne podobne zjawiska.

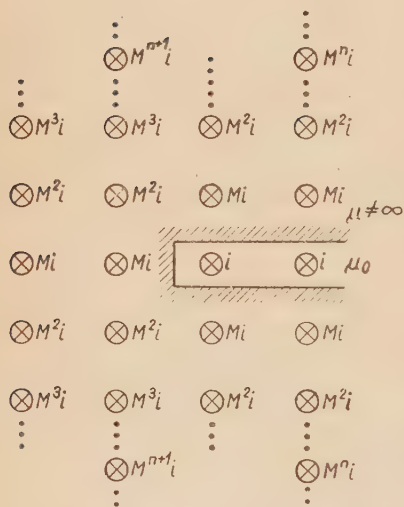
1. WSTĘP

Określenie rozkładu mechanicznych naprężeń promieniowych, występujących pomiędzy prętami uzwojenia umieszczonymi w żłobku maszyny elektrycznej oraz ich wielkości może być przydatne zarówno do obliczenia sił występujących przy zwarcu jak i do umiejscowienia drgań przewodów w żłobku pod wpływem ich wzajemnego przyciągania i odpychania. Jednym z ważniejszych czynników utrudniających analizę zjawiska jest nasycenie zębów, które może w znacznym stopniu wpływać na wielkość, rozkład i zwrot sił zwarciovych w obrębie żłobków. Istnieje pogląd [4], że nasycenie zębów przy dużych uderzeniach prądów powoduje około 1,5-krotne zmniejszenie naprężeń w uzwojeniach umieszczonych w żłobku w stosunku do naprężeń obliczonych przy założeniu przenikalności żelaza równej nieskończoności. Zagadnienie to zbadano tu szczegółowiej, wyprowadzając zależność tych sił od stopnia nasycenia zębów. Wiadomo [5]

(rys. 1) że indukcja poprzeczna w żłobku w krytycznym momencie zwar-
cia może osiągnąć znaczne wartości powodując silne poprzeczne nasycenie
zębów. Nasycenie to jest tak duże, że półzamknięte żłobki zachowują
się jak otwarte. Dlatego ograniczono się tu do analizy tylko tego przy-
padku. Zjawisko nasycenia zębów uwzględniono przez wprowadzenie
skończonej i stałej przenikalności magnetycznej dla żelaza otaczającego
żłobek. Uproszczenie to jest o tyle słuszne, że przy dużych nasyceniach
przenikalność magnetyczna żelaza zmienia się stosunkowo mało ze zmianą
indukcji. Środkowe zęby fazy zwartej są, jak to widać z rys. 1, jednakowo



Rys. 1. Przebieg linii indukcji w krytycznym momencie zwar-
cia trójfazowego ($q=4$).



Rys. 2. Obraz pola odbić zwiercia-
danych prądów umieszczonych
w żłobku.

nasycone. Przypadek niesymetrycznego, względem osi żłobka, nasycenia zębów, dotyczący skrajnych zębów fazy, może być sprowadzony do przypadku symetrycznego o pewnym średnim nasyceniu, gdyż różnić się on będzie od tego prostszego przypadku jedynie niewielkimi oscylacjami współczynnika tłumienia M na rys. 2 i 3.

Zgodnie z wynikami analizy odbić zwierciadlanych prądów w złożonych układach z żelazem, podanej w jednej z poprzednich prac autora [7], pole magnetyczne wytworzone w żłobku przez rzeczywisty układ prądów można zastąpić przez pole wytworzone przez umyślony układ prądów umieszczonych w przestrzeni powietrznej, jak na rys. 2. Przy założeniu przenikalności żelaza

równej nieskończoności wszystkie odbite prądy będą miały tę samą wartość co prądy rzeczywiste [1], [4]. Natomiast w rzeczywistości (przy $\mu \neq \infty$) prądy odbite mają wartości podane na rys. 2, gdzie

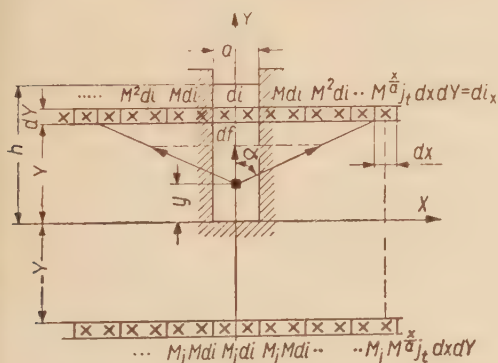
$$M = \frac{\mu - 1}{\mu + 1} < 1 \quad (1)$$

We wzorze (1) μ oznacza względną przenikalność magnetyczną żelaza w osi poprzecznej żłobka. Zwykle nasycenie jarzma jest inne niż nasycenie zębów, dlatego na rys. 3 współczynnik odbicia w jarzmie oznaczono przez M_j .

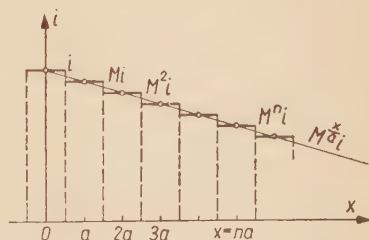
Ogólnie rzecz biorąc, w uzwojeniu trójfazowym z poskokiem skróconym część żłobków posiada w górnej i dolnej warstwie przewody tej samej fazy, a część — przewody sąsiednich faz. Najpierw rozpatrzmy przypadek pierwszy, który obejmuje także uzwojenia o poskoku średnicowym.

2. UZWOJENIE ŚREDNICOWE

Przyjęcie założenia, że przez wszystkie przewody w żłobku przepływa praktycznie ten sam prąd pozwala na zastąpienie żłobka wypełnionego skończoną liczbą przewodów — układem idealnym przedstawionym na rys. 3, w którym prąd o gęstości chwilowej j_t płynie całym przekrojem żłobka. W tym przypadku j_t jest gęstością zredukowaną, równą rzeczywistej chwilowej gęstości prądu w przewodach pomnożonej przez współczynnik wypełnienia przekroju żłobka miedzią. Na rys. 3 przedstawiono oddziaływanie odbić zwierciadlanych elementu prądu di_x na przewód z prądem o jednostkowym przekroju. Przyjęto dla uproszczenia, że odbite prądy maleją w miarę oddalania się od osi żłobka nie w sposób schodkowy lecz w sposób ciągły wg średniej funkcji wykładniczej M^x (rys. 4).



Rys. 3. Oddziaływanie pola prądów odbitych na jednostkę przekroju przewodów w żłobku.



Rys. 4. Wykres przebiegu wartości prądów odbitych w funkcji odległości od osi żłobka.

Wszystkie prądy znajdujące się powyżej rozpatrywanego elementu powierzchni przewodów w punkcie y (rys. 3) wytwarzają siły działające ku górze, a wszystkie prądy — poniżej, wytwarzają siły działające ku dołowi.

Dzięki symetrii układu względem osi Y siły w kierunku osi X nie występują. Ogólnie siła oddziaływania na siebie dwóch przewodów z prądem na metr długości wyraża się znanym wzorem

$$f = \frac{\mu_0}{2\pi l} i_1 \cdot i_2 \quad (2)$$

gdzie $\mu_0 = 4\pi \cdot 10^{-7} \frac{Vs}{Am}$, l — w m, i — w A, f — w N ($1N = 0,102$ kG).

Zatem siła oddziaływania na jednostkę powierzchni przewodów w żłobku o jednostkowej długości, w punkcie $(0, y)$ na osi Y , wyniesie, zgodnie z rys. 3

$$f_y = \int_0^h dY \cdot 2 \int_0^\infty \frac{\mu_0}{2\pi l} M_a^x j_t^2 dx \cos \alpha + M_j \int_{-h}^0 dY \cdot 2 \int_0^\infty \frac{\mu_0}{2\pi l} M_a^x j_t^2 dx \cos \alpha;$$

ale $\frac{\cos \alpha}{l} = \frac{Y-y}{x^2 + (Y-y)^2}$, więc

$$f_y = \frac{\mu_0 j_t^2}{\pi} \left[\int_0^h (Y-y) dY \int_0^\infty \frac{M_a^x dx}{x^2 + (Y-y)^2} + M_j \int_{-h}^0 (Y-y) dY \int_0^\infty \frac{M_a^x dx}{x^2 + (Y-y)^2} \right]. \quad (3)$$

Podstawiając do (3) $M_a^x = e^{-px}$, gdzie $p = \frac{1}{a} \ln \frac{\mu+1}{\mu-1}$ (4)

oraz $Y-y = \pm z$ i $dY = \pm dz$ (plus dotyczy $Y > y$, a minus $Y < y$) pierwszą z całek możemy wyrazić za pomocą sinusa i kosinusa całkowego i funkcji trygonometrycznych [6] poz. 3.223.1.

$$(Y-y) \int_0^\infty \frac{M_a^x dx}{x^2 + (Y-y)^2} = \pm z \int_0^\infty \frac{e^{-px} dx}{x^2 + z^2} =$$

$$= \pm (ci pz \sin pz - si pz \cos pz) \quad \text{gdzie } z > 0. \quad (5)$$

Otrzymane rozwiązanie, zgodnie z (3), należy scałkować powtórnie po dY (a raczej po $\pm dz$). Otrzymamy wtedy dwie charakterystyczne całki, które rozwiążemy przez części podstawiając

$$\frac{d}{dz} \int_z^\infty f(t) dt = -f(z), \quad ([6] p.0.411.2); \quad \cos^2 pz = \frac{1 + \cos 2pz}{2}$$

$$\text{i } \sin^2 pz = \frac{1 - \cos 2pz}{2};$$

$$\int ci pz \sin pz dz = -\frac{ci pz \cos pz}{p} + \frac{\ln |z|}{2p} + \frac{1}{2p} \int \frac{\cos 2pz}{z} dz \quad (6)$$

oraz

$$\int si\, pz \cos pz \, dz = \frac{si\, pz \sin pz}{p} - \frac{\ln |z|}{2p} + \frac{1}{2p} \int \frac{\cos 2pz}{z} \, dz. \quad (7)$$

Po podstawieniu odpowiednio wyrażeń (5), (6) i (7) do (3) otrzymujemy

$$f_y = \frac{\mu_0 j_t^2}{\pi p} \left\{ [-ci\, pz \cos pz + \ln |z| - si\, pz \sin pz] \Big|_{-y}^{h-y} + M_j [-ci\, pz \cos pz - si\, pz \sin pz + \ln |z|] \Big|_{-h-y}^{-y} \right\}. \quad (8)$$

Ponieważ zwykle nasycenie jarzma jest stosunkowo małe ($\mu \gg 1$ — wzór 1), więc można przyjąć $M_j \approx 1$; wtedy

$$f_y = -\frac{\mu_0 j_t^2}{\pi p} [ci\, pz \cos pz + si\, pz \sin pz - \ln |z|]_{h+y}^{h-y},$$

czyli

$$f_y = -\frac{\mu_0 j_t^2}{\pi \cdot p} \left[ci\, p(h-y) \cos p(h-y) + si\, p(h-y) \sin p(h-y) + \right. \\ \left. - ci\, p(h+y) \cos p(h+y) - si\, p(h+y) \sin p(h+y) + \ln \frac{h+y}{h-y} \right] \quad (9)$$

lub inaczej

$$f_y = -\mu_0 j_t^2 h \cdot k_y \quad (9a)$$

gdzie k_y jest funkcją miejsca, proporcji żłobka i nasycenia zębów, wynikającą ze wzoru (9).Przy $y=0$, $f_y=0$.Przy $y \rightarrow h$, $\cos p(h-y) \rightarrow 1$; $\sin p(h-y) \rightarrow p(h-y) \rightarrow 0$.

$$ci\, p(h-y) \rightarrow 0,577 + \ln p(h-y); \quad si\, p(h-y) \rightarrow -\frac{\pi}{2} + p(h-y) \rightarrow \frac{\pi}{2}; \quad [2]$$

więc

$$f_h = -\mu_0 j_t^2 h \cdot k \quad (10)$$

gdzie

$$k = \frac{1}{\pi p h} (0,577 + \ln 2ph - ci\, 2ph \cos 2ph - si\, 2ph \sin 2ph) \quad (10a)$$

Ponieważ przeciętny stosunek wymiarów żłobka $\frac{h}{a}$ jest rzędu 3,5...4, oraz przy bardzo dużym nasyceniu (rzędu 30 kGs [5]) μ może być rzędu 5, zatem największa wartość

$$2ph = 2 \frac{1}{a} \ln \frac{\mu+1}{\mu-1} \cdot h \approx 3,24$$

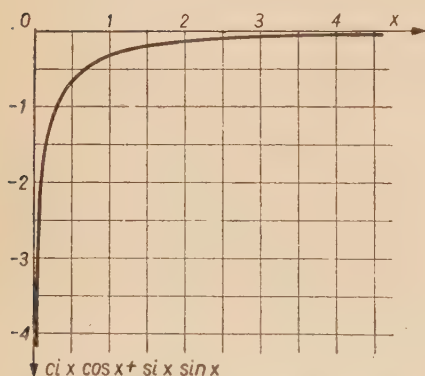
Przy bardzo małym nasyceniu ($\mu = \infty$) ph jest bardzo małe, wtedy:

$$ci\ 2ph \cos 2ph \approx 0,577 + \ln 2ph; \quad i\ si\ 2ph \sin 2ph \approx -\frac{\pi}{2} 2ph + 4p^2 h^2$$

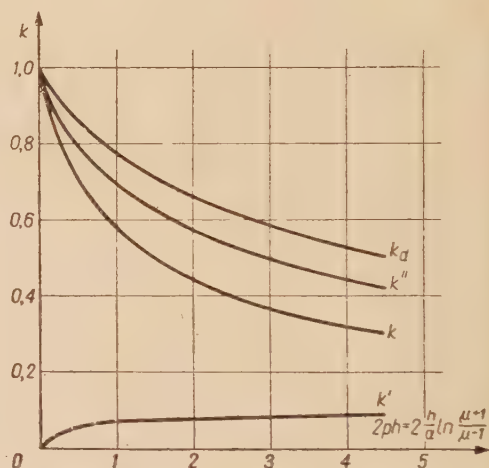
oraz

$$f_{h\infty} = -\mu_0 j_t^2 h \left(1 - \frac{4}{\pi} ph\right) \approx -\mu_0 j_t^2 h. \quad (10b)$$

Występujące we wzorach (9) i (10) funkcje typu $ci\ x \cos x + si\ x \sin x$ przedstawiono wykreślić na rys. 5, sporządzonym na podstawie tablic [2]. Posługując się tym wykresem wyliczono na podstawie wzoru (10a) wykres współczynnika k uwzględniającego wpływ nasycenia i proporcji żłobka na wartość największej siły przyciągania przewodów w górnej warstewce żłobka (przy $y=h$) — rys. 6.



Rys. 5. Wykres funkcji pomocniczej.



Rys. 6. Wykresy współczynników nasycenia proporcji żłobka.

Podobnie na rys. 7 przedstawiono rozkład sił przyciągania wzdłuż wysokości żłobka przy różnej przenikalności żelaza i proporcjach żłobka. Wykres na rys. 7 i wzór (9a) sporządzono na podstawie wzoru (9). Jak widać, rozkład sił przyciągania wzdłuż wysokości żłobka jest praktycznie prostoliniowy. Jedynie przy dużych nasyceniach odbiega nieco od prostej. Jeżeli jednak za podstawę wykresu przyjąć wartości siły przy $y=h$, to pominięcie krzywizny linii stworzy pewną niewielką rezerwę przy obliczaniu naprężeń mechanicznych. Ponieważ wszystkie siły przyciągania są skierowane w stronę dna żłobka, więc łatwo można obliczyć siłę nacisku działającą w danym punkcie żłobka na wysokości y od dna na jednostkę długości żłobka. Wyniesie ona zgodnie z rys. 8

$$F_y = \frac{f_h + f_y}{2} (h - y) \cdot a, \quad \text{ale} \quad f_y = f_h \frac{y}{h} = -\mu_0 j_m^2 y \cdot k \quad (9b)$$

stąd

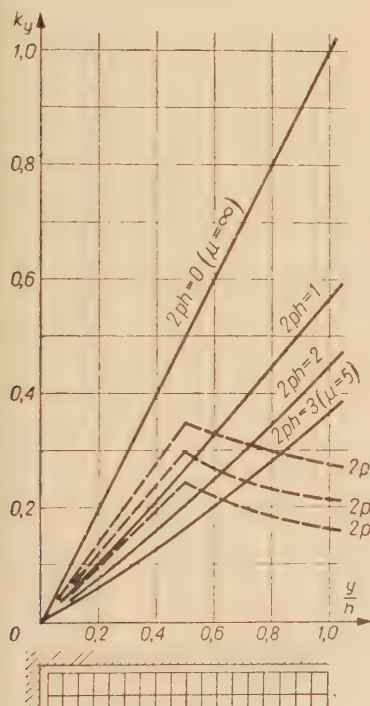
$$F_y = -\frac{\mu_0 j_m^2 a}{2} k (h^2 - y^2) \quad (11)$$

gdzie k jest współczynnikiem (10a) przedstawionym na rys. 6.

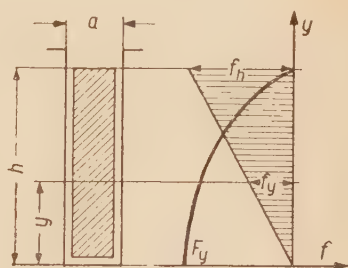
Z rysunku tego widać jak silnie naprężenia mechaniczne w żłobku zależą od nasycenia i wymiarów geometrycznych żłobka. We wzorze (11) $j_m^2 = j_m^2 \sin^2 \omega t$ (gdzie j_m jest wartością maksymalną gęstości prądu), a więc siła F_y pulsuje z częstotliwością 100 Hz i amplitudą

$$F_{ymx} = -\frac{\mu_0}{2} j_m^2 a k (h^2 - y^2) \quad (11a)$$

lub inaczej: posiada składową stałą skierowaną w dół i składową zmienną.



Rys. 7. Rozkład sił przyciągania wzdłuż wysokości żłobka przy różnej przenikalności i proporcjach żłobka (linie ciągłe) i krzywe pomocnicze (linie przerywane).



Rys. 8. Wykres sił przyciągania i sił nacisku wzdłuż wysokości żłobka przy uzwojeniu jednowarstwowym.

W przypadku, gdy w żłobku są tylko 2 pręty, na górny pręt żłobka działa siła:

$$F_g = -\frac{\mu_0 j_m^2}{2} a k \cdot \frac{3}{4} h^2 \frac{a}{a} = -3\mu_0 \frac{I_m^2}{a} k \quad (11b)$$

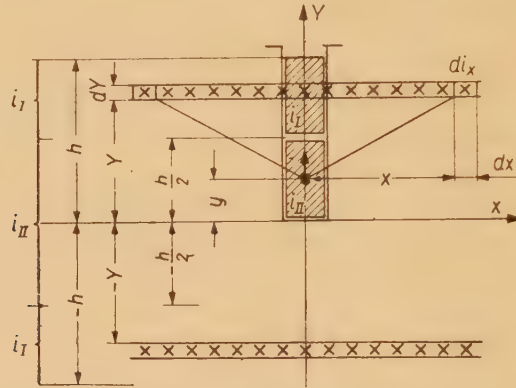
a na dno żłobka:

$$F_{\text{dno}} = -2\mu_0 \frac{I_m^2}{a} k. \quad (11c)$$

Przyjmując $\mu \rightarrow \infty$ ($k \rightarrow 1$), otrzymamy uproszczone wzory przybliżone podane przez Calverta [1], [4].

3. UZWOJENIE O POSKOKU SKRÓCONYM

Jako drugi charakterystyczny przypadek zbadamy taki układ przewodów w żłobku, kiedy w górnej i dolnej warstwie znajdują się przewody dwóch sąsiednich faz (rys. 9). Siła działająca na jednostkę powierzchni



Rys. 9. Podział pola prądów odbitych na obszary, w których płyną prądy sąsiednich faz.

dolnej warstwy przewodów wskutek oddziaływania warstwy górnej o granicach od $\frac{h}{2}$ do h i od $-h$ do $-\frac{h}{2}$, zgodnie z wzorem (8) wynosi

$$f'_{yd} = -\frac{\mu_0 j_{It} j_{II t}}{\pi p} \left\{ \left[ci pz \cos pz + si pz \sin pz - \ln |z| \right] \Big|_{\frac{h}{2}-y}^{|h-y|} + \right. \\ \left. + \left[ci pz \cos pz + si pz \sin pz - \ln |z| \right] \Big|_{-h-y}^{-\frac{h}{2}-y} \right\}. \quad (12)$$

Podstawiając granice oraz $j_{It} = j_m \sin \omega t$ i $j_{II t} = j_m \sin (\omega t - 120^\circ)$ otrzymamy:

$$f'_{yd} = -\frac{\mu_0 j_m^2}{\pi p} \left(-\frac{1}{2} \sin^2 \omega t - \frac{\sqrt{3}}{4} \sin 2 \omega t \right) \cdot \left\{ ci p (h-y) \cos p (h-y) + \right. \\ \left. + si p (h-y) \sin p (h-y) - \ln (h-y) - ci p \left| \frac{h}{2} - y \right| \cos p \left| \frac{h}{2} - y \right| + \right. \\ \left. - si p \left| \frac{h}{2} - y \right| \sin p \left| \frac{h}{2} - y \right| + \ln \left| \frac{h}{2} - y \right| + ci p \left| \frac{h}{2} + y \right| \cos p \left| \frac{h}{2} + y \right| + \right. \\ \left. + si p \left| \frac{h}{2} + y \right| \sin p \left| \frac{h}{2} + y \right| - \ln \left| \frac{h}{2} + y \right| - ci p (h+y) \cos p (h+y) + \right. \\ \left. + si p (h+y) \sin p (h+y) + \ln (h+y) \right\}. \quad (13)$$

Wyrażenie zawarte w nawiasie foremnym wzoru (13) składa się z takiej samej funkcji y jaka występuje we wzorze (9) i podobnej funkcji (o przeciwnym znaku), zawierającej $\frac{h}{2}$, której bezwzględna wartość przedstawiona jest na rys. 7 linią przerywaną. Mają one zatem, zgodnie z rysunkiem 7 przebieg (w granicach $0 \leq y \leq \frac{h}{2}$) praktycznie prostoliniowy.

Stąd wniosek, że całe wyrażenie (13) przebiega w funkcji $\frac{y}{h}$ w dolnej połowie złobka w sposób zbliżony do linii prostej. Dlatego wystarczy tutaj wyznaczyć jedną wartość funkcji (13), np. dla $y = \frac{h}{2}$. Jeżeli wprowadzimy oznaczenie

$$k' = \frac{k''}{2} - \frac{2}{\pi 2ph} \left(ci \frac{ph}{2} \cos \frac{ph}{2} + si \frac{ph}{2} \sin \frac{ph}{2} + \right. \\ \left. - ci \frac{3ph}{2} \cos \frac{3ph}{2} - si \frac{3ph}{2} \sin \frac{3ph}{2} + \ln 3 \right),$$

k'' — patrz wzór 15), to w nawiasie, foremnym wzoru (13) wystąpi funkcja $\left\{ -k' \frac{2y}{h} \right\}$.

Wzór (13) dla dolnej połowy złobka można więc ostatecznie wyrazić w postaci

$$f'_{yd} = -\mu_0 j_m^2 \cdot k' 2y \left(-\frac{\sin^2 \omega t}{2} - \frac{\sqrt{3} \cdot \sin 2\omega t}{4} \right). \quad (14)$$

gdzie k' jest funkcją przedstawioną na rys. 6.

Na tę siłę nakłada się siła oddziaływania warstwy dolnej na samą siebie. Przeprowadzając obliczenia tak samo jak w pierwszym przypadku otrzymamy wzór (9), do którego jednak zamiast h należy podstawić $\frac{h}{2}$. Wprowadzając ponadto wartość skuteczną gęstości prądu otrzymamy

$$f''_{yd} = -\mu_0 j_m^2 \cdot k'' \cdot y \cdot \sin^2 \omega t, \quad (15)$$

gdzie $k'' = -\frac{2}{\pi ph} (ci ph \cos ph + si ph \sin ph - 0,577 - \ln ph)$ przedstawiony jest także na rys. 6.

Sumując (14) i (15) otrzymamy siłę działającą na jednostkę powierzchni dolnej warstwy

$$f_{yd} = -\mu_0 j_m^2 \cdot k_d \cdot y \sin^2 \omega t + \frac{\sqrt{3}}{2} \mu_0 j_m^2 \cdot k' \cdot y \sin 2\omega t \quad (16)$$

gdzie współczynnik $k_d = k'' - k'$ przedstawiony jest na rys. 6.

Maksymalna wartość funkcji (16) wystąpi przy

$$\omega t \approx \frac{\sqrt{3}k'}{2k_d} + n \frac{\pi}{2} \quad (n=1, 3, 5 \dots)$$

i wyniesie

$$f_{ydmx} \approx -\mu_0 j_m^2 k_d \left(1 + 1,5 \frac{k'^2}{k_d^2} \right) y. \quad (16a)$$

Jeżeli w dolnej warstwie jest tylko jeden pręt, to maksymalna działająca nań siła, skierowana ku dnu żłobka, wyniesie

$$F_d = -\mu_0 j_m^2 \frac{h}{4} \cdot \frac{h}{2} a k_d \left(1 + 1,5 \frac{k'^2}{k_d^2} \right) \approx -\frac{\mu_0}{2} \frac{I_m^2}{a} k_d. \quad (17)$$

Przy założeniu $\mu \rightarrow \infty$ ($k' \rightarrow 0$ i $k_d \rightarrow 1$) wzór ten jest identyczny ze wzorem podanym przez Calverta [1], po dostosowaniu go do podanego tu układu jednostek [4].

Tak więc w zakresie dolnej warstwy żłobka działa składowa stała siły skierowana w głąb żłobka, i składowa zmienna o częstotliwości 100 Hz.

Z porównania wzorów (11c) i (17) widać, że siła działająca na dolny pręt jest w uzwojeniu dwuwarstwowym (w żłobkach zawierających przewody różnych faz) przy słabym nasyceniu 4 razy, a przy silnym — ok. 2,5 raza mniejsza niż przy uzwojeniu jednowarstwowym.

Przechodząc do wyznaczenia sił działających w górnej warstwie pod wpływem warstwy dolnej (dla $|y| > \frac{h}{2}$), należy wyrażenie (12) scałkować w granicach od $-\frac{h}{2}$ do $+\frac{h}{2}$

$$f'_{yg} = -\frac{\mu_0 j_m j_{Im}}{\pi p} \left[ci pz \cos pz + si pz \sin pz - \ln |z| \right] \Big|_{-\frac{h}{2}-y}^{\frac{h}{2}-y}. \quad (18)$$

Po podstawieniu granic otrzymamy w nawiasie kwadratowym, wspomnianą już funkcję, która przedstawiona jest linią przerywaną na rys. 7.

W punkcie $y = \frac{h}{2}$ osiągnie ona wartość $\frac{\pi p h}{2} k''$.

Dla uproszczenia przyjmiemy, że w obszarze $\frac{h}{2} \leq y \leq h$ na rys. 7 przebiega ona poziomo. Wtedy otrzymamy wynik nieco powiększony.

$$f'_{yg} = -\mu_0 j_m^2 k'' \frac{h}{2} \left(-\frac{1}{2} \sin^2 \omega t - \frac{\sqrt{3}}{4} \sin 2 \omega t \right). \quad (19)$$

Na tę siłę nakłada się siła oddziaływania warstwy górnej na samą siebie. Korzystamy tu także ze wzoru (8) podstawiając jednak granice od $-h$ do $\frac{h}{2}$ i od $+\frac{h}{2}$ do $+h$

$$f''_{yg} = -\frac{\mu_0 j_t^2}{\pi p} \left\{ \left[ci pz \cos pz + si pz \sin pz - \ln |z| \right] \Big|_{-h-y}^{-\frac{h}{2}-y} + \left[ci pz \cos pz + si pz \sin pz - \ln |z| \right] \Big|_{\frac{h}{2}-y}^{h-y} \right\}. \quad (20)$$

Wyrażenie w nawiasie foremnym jest identyczne z analogicznym wyrażeniem we wzorze (12), ale tym razem dotyczy obszaru $y > \frac{h}{2}$.

Wprowadzając uproszczenie przyjęte przy wzorze (19) otrzymamy

$$f''_{yg} = -\mu_0 j_m^2 \left(ky - k'' \frac{h}{2} \right) \sin^2 \omega t. \quad (21)$$

Po zsumowaniu (19) i (21) otrzymamy siłę działającą na jednostkę powierzchni górnej warstwy

$$f_{yg} = \mu_0 j_m^2 \left(\frac{3}{4} k'' h - ky \right) \sin^2 \omega t + \frac{\sqrt{3}}{8} \mu_0 j_m^2 k'' y \sin 2 \omega t. \quad (22)$$

Całkując wzór (22) po powierzchni górnej warstwy, otrzymamy siłę działającą na klin

$$F_g = \frac{\sqrt{3}}{2} \mu_0 \frac{I_m^2}{a} (k'' - k) \sin^2 \omega t + \frac{\sqrt{3}}{4} \mu_0 \frac{I_m^2}{a} k'' \sin 2 \omega t. \quad (23)$$

Maksimum tej siły wystąpi przy: $\tan 2\omega t = -\frac{|k''|}{\sqrt{3}(k'' - k)}$. Uwzględniając, że k'' przyjęto poprzednio z nadmiarem, możemy z grubsza założyć, że jest ono bliskie wartości k , wtedy $2\omega t \approx -\frac{\pi}{2} + n\pi$ ($n=1,3,5\dots$), skąd:

$$F_{gmx} \approx \frac{3}{4} \mu_0 \frac{I_m^2}{a} (1,58 k'' - k) \approx \frac{\mu_0}{2} \frac{I_m^2}{a} k. \quad (23a)$$

Jeżeli przyjąć założenia Calverta: $\mu = \infty$ ($k'' = k = 1$) oraz $-j_{II} = j_I = j_m$, to z całkowania wzoru (22) po powierzchni górnej warstwy otrzymamy wyliczony przez niego innymi metodami [1] wzór uproszczony na siłę działającą na klin

$$F_g = \frac{\mu_0}{2} \frac{I_m^2}{a}. \quad (23b)$$

Z analizy wzoru (22) wynika ponadto, że nie wykluczone jest występowanie w pewnych przypadkach niewielkich sił dążących do rozszczepienia przewodów górnej warstwy.

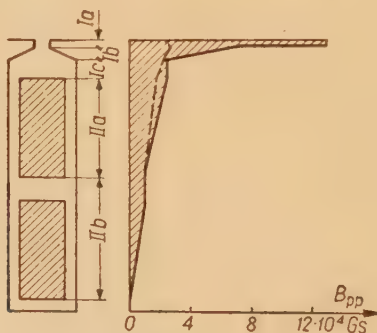
Calvert szacuje, że nasycenie może w pewnych przypadkach zmniejszyć siły w żłobku $1,5 \div 1,7$ raza.

Podana w niniejszej pracy metoda obliczania sił z uwzględnieniem nasycenia pozwala jednoznacznie obliczać wpływ nasycenia na siły w żłobku. Wynika z niej, że siły te zależą w znacznym stopniu od stosunku wymiarów żłobka $\frac{h}{a}$, co widać z przebiegu współczynnika k na rys. 6,

oraz — od stopnia nasycenia zębów. Z punktu widzenia sił występujących w części żłobkowej uzwojenia korzystniejsze są żłobki głębsze i węższe.

Rozpatrzmy dwa charakterystyczne przypadki zwarcia:

Przykład 1. Wyznaczyć wpływ poprzecznego nasycenia żłobków na siły zwarciove w generatorze o danych [5]: 12 MVA, 6300 V Δ , $\cos \varphi = 0,7$, 50 Hz 3000 obr/min, o uzwojeniu stojana dwuwarstwowym nieskróconym. Żłobki półzamknięte (rys. 10) o wysokości $h = 90$ mm i szerokości $a = 22$ mm. Wirnik masywny



Rys. 10. Wykresy indukcji poprzecznej w żłobku przy zwarcu, według przykładu Richtera [5]. Linia ciągła — bez uwzględnienia nasycenia, przerywana — z uwzględnieniem nasycenia.

bez uzwojenia tłumiącego ($\kappa = 1,7$). Indukcyjna oporność rozproszenia twornika przy uwzględnieniu nasycenia główek zębów w chwili zwarcia (żłobek otwarty) $X_r = 0,39$ oma.

Rozwiązanie:

Udarowy prąd zwarcia [3];

$$I_{uMx} = \kappa \sqrt{2} \frac{E_m}{X_r} = 1,7 \sqrt{2} \frac{6300/\sqrt{3}}{0,39} = 22350 \text{ A.}$$

Całkowity przepływ żłobka przy zwarcu

$$\Theta_{uMx} = s I_{uMx} = 44700 \text{ A.}$$

Indukcja poprzeczna w żłobku bezpośrednio nad uzwojeniem (strefa Ic na rys. 10)

$$B_{pp} = \mu_0 \frac{\Theta_u M_x}{a} = 1,256 \frac{44700}{2.2} = 25500 \text{ gaussów.}$$

Na rys. 10 przedstawiono wykres indukcji dla poszczególnych stref żłobka bez uwzględnienia nasycenia (linia ciągła) i z uwzględnieniem nasycenia (linia przerywana). Przyjmując w przybliżeniu, że średnia indukcja poprzeczna wystąpi w połowie żłobka, otrzymamy

$$B_{pp \text{ śr}} \approx \frac{25500}{2} \approx 13 \text{ tys. gaussów.}$$

Odpowiada to, zgodnie z krzywą magnesowania blachy twornikowej, przenikalności względnej $\mu' = 1300$ i $2ph = 2 \frac{h}{a} \ln \frac{\mu' + 1}{\mu' - 1} \approx 0.0$. Zatem, zgodnie z rysunkiem 6, siły w żłobku pozostaną praktycznie takie same jak przy żelazie nienasyconym. Na dno żłobka, zgodnie z wzorem (11c) działać będzie siła

$$F_{dn} = -2\mu_0 \frac{I_u^2 M_x}{a} k = -2 \cdot 4\pi \cdot 10^{-7} \frac{22300^2}{0,022} \cdot 1 = -57600 \frac{N}{m} = -5770 \text{ kG na metr długości żłobka.}$$

Przykład 2. Wyznaczyć wpływ nasycenia na siły zwarciove w żłobku o wymiarach $90 \times 25 \text{ mm}$. Całkowity przepływ żłobka przy zwarcu wynosi $100\,000 \text{ A}$ [1].

Rozwiązanie:

$$B_{pp \text{ śr}} = \frac{1}{2} \cdot 1,256 \frac{100000}{2,5} = 25200 \text{ gaussów}$$

odpowiada to przenikalności względnej $\mu' = 10$ i $2ph = 2 \frac{90}{25} \ln \frac{11}{9} = 1,62$. Z rysunku 6 wynika, że siły obliczone przybliżonymi wzorami Calverta, nie uwzględniającymi nasycenia, zmniejszą tu pod wpływem nasycenia około dwukrotnie.

Siła działająca na dno, na metr długości żłobka wyniesie tu

$$F_{dn} = -2 \cdot 4\pi \cdot 10^{-7} \frac{50000^2}{0,025} \cdot k = 251000 \cdot 0,5 \frac{N}{m} = 25600 \cdot 0,5 \frac{\text{kG}}{m} = 12,8 \text{ ton na metr długości żłobka.}$$

Gdyby nie uwzględniono wpływu nasycenia, otrzymano by siłę działającą na dno żłobka — $25,6 \text{ t/m}$.

Powyższe przykłady wskazują na konieczność sprawdzania stopnia nasycenia zębów przy zwarcu, bez czego z jednej strony nie można liczyć na zmniejszenie sił pod wpływem nasycenia w stosunku do sił obliczonych z pominięciem nasycenia, a z drugiej strony — można byłoby otrzymać z obliczeń zbyt wielkie siły, nie odpowiadające rzeczywistości.

Jak widać, siły występujące w części żłobkowej uzwojenia mogą osiągać znaczne wartości (do kilkunastu ton na metr długości żłobka). Zmienne działanie tych sił przy niedostatecznym zamocowaniu i unieruchomieniu uzwojeń w żłobku może powodować szybkie zużycie i uszkodzenie izolacji żłobkowej. Znane są przypadki takich uszkodzeń w dużych maszynach.

4. WNIOSKI

1. W pracy wyprowadzono wzory pozwalające na obliczenie rozkładu sił w uzwojeniu wzdłuż wysokości żłobka z uwzględnieniem nasycenia zębów. Podano wzory na maksymalne siły wypadkowe działające na dno żłobka (11c, 17) i na klin (23a). Znane dotychczas wzory są nie dokładne, gdyż nie uwzględniają wpływu nasycenia [1], [4]. Wzory wyprowadzono dla uzwojeń jednowarstwowych i dwuwarstwowych skróconych.
2. Wzory otrzymane przez Calverta [1] z pominięciem nasycenia są szczególnym przypadkiem wzorów wyprowadzonych w tej pracy, które różnią się od pierwszych współczynnikiem $k \leq 1$, silnie zależnym od proporcji żłobka i od nasycenia zębów. Zależność ta może powodować ponad dwukrotne zmniejszenie sił w stosunku do obliczanych wzorami Calverta. Z punktu widzenia sił w żłobku korzystniejsze są żłobki głębsze i węższe.
3. Siły działające na dno żłobka i na klin w żłobkach zawierających przewody różnych faz (w uzwojeniu dwuwarstwowym skróconym) są od 4 do 2,5 razy mniejsze, w zależności od nasycenia, od sił działających na dno w uzwojeniu jednowarstwowym.
4. Bez sprawdzenia stopnia nasycenia zębów nie można liczyć na zmniejszenie sił zwarciovych w żłobku pod wpływem nasycenia, jak to sugeruje literatura [4]. Dlatego bezpieczniej jest korzystać ze wzorów wyprowadzonych z pominięciem nasycenia, a w przypadkach gdy siły wypadają zbyt duże — wprowadzać korektę na nasycenie według rysunku 6.
5. Podana metoda obliczenia może znaleźć zastosowanie przy badaniu wpływu nasycenia na szereg zjawisk spokrewnionych, jak na przykład: na oporność żłobkową rozproszenia przy zwarciu na straty dodatkowe w uzwojeniu, siły zwarciove w transformatorach itp.

Katedra Maszyn Elektrycznych i Transformatorów
Politechniki Łódzkiej

WYKAZ LITERATURY

1. Calvert J. F.: *Forces in turbine generator stator windings*. Trans. AIEE, 1931, s. 178.
2. Jahnke E. i Emde F.: *Tablice funkcji*. Moskwa 1949 (tł. z niem.).
3. Jezierski E.: *Maszyny synchroniczne*. Warszawa, PWT 1951.
4. Kostenko M. P.: *Elektriczieskije masziny*. Specjalnaja czast: Moskwa—Leningrad 1949, ss. 553...555.
5. Richter R.: *Elektrische Maschinen*. Bd. II. Basel/Stuttgart 1953, ss. 283...291.
6. Ryżik I. M. i Gradsztejn I. S.: *Tablice intiegralów, summ, riadów i proizwiedienij*. Moskwa—Leningrad 1951.
7. Turowski J.: *Straty w pokrywach transformatorów przy zastosowaniu różnych metod ich ograniczania*. Arch. Elektrot., P.A.N. 1959, z. 4, t. VIII, ss. 529...556.

ВЛИЯНИЕ НАСЫЩЕНИЯ НА СИЛЫ В ОБМОТКАХ ЭЛЕКТРИЧЕСКИХ МАШИН

Выведены формулы на распределение и величину сил выступающих в пазовой части обмоток электрических машин с учетом влияния насыщения зубцов. Даны формулы на максимальные суммарные усилия, действующие на дно паза (11с), (17) и на клин (23а). Известные до сих пор формулы недостаточно точные, т. к. не учитывают насыщения [1, 3]. Они являются частным случаем формул, выведенных автором. Приведенные формулы отличаются от встречаемых в литературе коэффициентом $k \leq 1$ зависящим в значительной степени от соотношения размеров паза $\frac{h}{a}$ и от насыщения зубцов (рис. 6).

Из приведенных в конце работы примеров вытекает, что без проверки степени насыщения зубцов, по рис. 6, нельзя рассчитывать на уменьшение усилий короткого замыкания в пазах под влиянием насыщения, как это вытекало бы из литературы [4]. Поэтому для большей уверенности можно пользоваться формулами, не учитывающими насыщения, а в случае, когда полученные из расчета усилия слишком велики — вводить корректуру на насыщение по рис. 6.

Использованный в работе метод может найти применение при аналитическом исследовании влияния насыщения на другие аналогичные явления.

EFFECT OF SATURATION ON FORCES ACTING IN WINDINGS OF ELECTRICAL MACHINES

The formulae concerned with the resolution and values of the forces acting in the slotted part of windings of the electrical machines embracing also the influence of the saturation of teeth are derived. The formulae expressing maxima resultant forces acting against the bottom of the slot (11с), (17) and the key (23а) are given. Presently known formulae are inaccurate, for they disregard the saturation effect [1, 3]. In point of fact they represent a particular case of the given formulae. The derived formulae differ taken from the mentioned from the literature ones by the factor $k \leq 1$, which is strongly dependent on the ratio of slot $\frac{h}{a}$ and the saturation of teeth (Fig. 6).

Out of the given examples it follows that without checking of the saturation degree of teeth according to Fig. 6 one cannot expect a decrease of the short-circuited forces in the slot under influence of the saturation, as it suggests the literature [4]. To be on the safe side it is advisable to use the derived formulae disregarding the saturation. If, however, they result in superficially great forces, a correction for the saturation has to be made according to Fig. 6.

The suggested method may find its application for the analitical examination of the saturation effect on the other a like phenomena.

621.3.014.332

S. SZPOR

Obliczanie przekroju przewodów na prądy piorunów z uwzględnieniem naskórkowości

(Wypowiedź dyskusyjna II)

Rękopis dostarczono 20. 5. 1960

Analizuje się artykuł z r. 1959 [1], wznawiający dyskusję nad obliczaniem przekroju przewodów na prądy piorunowe. Przypomina się najpierw metodę obliczeń z r. 1953 [4], która przyjmuje z umiarkowanym błędem uproszczone równanie różniczkowe dla silnej naskórkowości w czasie krótkiego czoła i na początku grzbietu, a wymagany przekrój s określa na podstawie wartości pomocniczych s_0 , s_n , z których pierwsza jest wynikiem obliczenia przy pominięciu naskórkowości, a druga wyraża udział naskórkowości. Publikacja z r. 1957 [2] próbuje ująć dokładniej naskórkowość i zamiast wartości s_n proponuje nowe wyniki s_c , które jednak, jak wykazuje wypowiedź dyskusyjna z r. 1958 [5], są obciążone dwoma dużymi błędami.

Artykuł z r. 1959 daje dokładniejsze rozwiązanie dla czoła prostoliniowego i doprowadza do nowych wyników s_c' dla samego tylko czoła. Ujęcie naskórkowości również w czasie grzbietu, bardziej wątpliwe, mianowicie obciążone trzema usterkami wskazanymi w niniejszej wypowiedzi, daje wyniki s_c'' wolne w znacznej mierze od obydwu błędów publikacji z r. 1957. Jednakże mylne są wnioski końcowe, zbyt korzystne dla opracowania z r. 1957, oparte na porównaniu wartości s_c oraz s_c' . Właściwe porównanie wartości s_c oraz s_c'' wypada negatywnie dla publikacji z r. 1957. Potwierdza się przydatność metody z r. 1953, a wypowiedź niniejsza ujawnia dodatkowo okoliczności świadczące o bardzo wielkiej dokładności w stosunku do czoła udaru. Przewiduje się, że raczej w obszarze grzbietu byłoby możliwe udoskonalenie obliczeń. Wypowiedź omawia ponadto niektóre wątpliwości związane z artykułem z r. 1959 i wyciąga dodatkowe wnioski.

Niedawno ukazał się w Archiwum Elektrotechniki nowy artykuł [1] wznawiający dyskusję o naskórkowości przy prądach udarowych. Artykuł ten przyniósł wyniki obliczeń daleko dokładniejsze niż w publikacji z r. 1957 [2] i potwierdził zastrzeżenia w stosunku do tej publikacji oraz wnioski zawarte w wypowiedzi dyskusyjnej z r. 1958 [5]. Jednakże niektóre wnioski końcowe, a zwłaszcza twierdzenia w trzech streszczeniach nowego artykułu sformułowano w sposób nieściśły, występując jak gdyby

w obronie publikacji z r. 1957. Niniejsza wypowiedź ma na celu sprostować i uzupełnić wnioski oraz wskazać usterki dostrzeżone w nowym artykule.

Krótki przegląd dotychczasowej dyskusji wypada zacząć od przypomnienia, że w referacie podstawowym o naskórkowości przy prądach piorunowych [3] i w opracowaniu udoskonalonym z r. 1953 [4] uproszczono równanie różniczkowe dla gęstości prądu j :

$$\frac{\partial^2 j}{\partial x^2} + \frac{1}{x} \frac{\partial j}{\partial x} = \gamma \mu \frac{\partial j}{\partial t}, \quad (1)$$

gdzie

- x — odległość od osi przewodu o przekroju kołowym,
- j — gęstość prądu w miejscu x i w chwili t ,
- γ, μ — przewodność elektryczna właściwa i przenikalność magnetyczna materiału.

Mianowicie skreślono drugi wyraz po lewej stronie równania różniczkowego, uzasadniając to bardzo silną naskórkowością to jest zagęszczeniem prądu w warstwie powierzchniowej bardzo cienkiej w porównaniu z promieniem przewodu. Przy czasie trwania czoła prądu rzędu $1 \mu s$ obliczono grubość zastępczą warstwy naskórkowej rzędu $0,1 \text{ mm}$, a więc istotnie bardzo małą w porównaniu z promieniem wynoszącym co najmniej kilka mm . Można dodać uwagę marginesową, że najprostsze wzory na bardzo silną naskórkowość przy prądzie sinusoidalnym, posiadające tylko jeden wyraz (po przybliżonym skreśleniu wszystkich dalszych wyrazów szeregu) odpowiadają właśnie równaniu różniczkowemu uproszczonemu, ze skreślonym drugim wyrazem.

Dla grzbietu prądu o czasie trwania rzędu $10 \dots 100 \mu s$ uproszczenie równania różniczkowego (1) okazało się na ogół niedopuszczalne, stwierdzono też tylko stosunkowo niewielką rolę naskórkowości — z wyjątkiem początkowej części grzbietu, następującej zaraz po czołe. Ostatecznie rozwiązania doprowadziły do wzoru przybliżonego na wymagany przekrój przewodu [4]

$$s = 0,5 s_n + \sqrt{0,25 s_n^2 + s_0^2} \quad (2)$$

gdzie

s_0 — wynik obliczenia przy pominięciu naskórkowości, związany w znacznej części z grzbietem udaru, ale obejmujący również czoło,

s_n — wynik uproszczonego ujęcia naskórkowości, związany z czołem udaru i z początkową częścią grzbietu.

Dla s_0, s_n podano wzory:

$$s_0 = \frac{1}{k_m} \sqrt{\sum_{\max}^2 T_p}, \quad (3)$$

$$s_n = \frac{0,1\gamma\mu_w}{k_m^2} \sum i_{\max}^2, \quad (4)$$

$$k_m = \sqrt{\gamma c \delta \cdot \Delta \Theta}, \quad (5)$$

gdzie

δ — gęstość przewodnika,

c — ciepło właściwe,

$\Delta \Theta$ — dopuszczalny przyrost temperatury,

i_{\max}, T_p — wartości szczytowe i czasy trwania do półszczytu poszczególnych uderowań pioruna wielokrotnego.

Interesującym wnioskiem jest niewielka rola przenikalności magnetycznej żelaza — dzięki bardzo silnemu nasyceniu. Poza tym wartość s_n okazuje się niezależna od czasu trwania czoła i od przewodności elektrycznej właściwej γ (uzasadnienie tym, że przy krótszym czole i przy większej przewodności właściwej prąd skupia się w cieńszej warstwie powierzchniowej). Sumowanie we wzorze (4) pomija odprowadzanie ciepła do wnętrza przewodu w przerwach między kolejnymi uderzeniami pioruna wielokrotnego, jest więc znacznym obostrzeniem w porównaniu z rzeczywistością i może kompensować pewne złagodzenie wpływu naskórkowości w obliczeniach przybliżonych.

Przybliżone ujęcie wpływu naskórkowości według wzorów (2) i (4) można uzasadnić dodatkowo tym, że ten wpływ jest tylko umiarkowany. Mianowicie obliczenia [4] dają wartości s_n tylko około 30% (dla żelaza) ... 60% (dla miedzi) przekroju s_0 . W takich warunkach ocenę błędów można opierać na przybliżonym niezłym uproszczeniu wzoru (2)

$$s = 0,5 s_n + s_0. \quad (6)$$

Błąd 20% przekroju s_n powoduje według tego wzoru tylko błąd 3% ... 6% wyniku s .

W tych obliczeniach z r. 1953 [4] przyjęto piorun 6-krotny o pierwszej wartości szczytowej $i_{\max} = 150$ kA, o wszystkich następnych 50 kA i o jednakowych czasach trwania do półszczytu $T_p = 50$ μ s. Dopuszczono przyrost temperatury około 200°C. Dla współczynnika k_m zaczerpnięto z dziedziny obliczeń zwarciovych wartości 180 As^{1/2}/mm² w przypadku miedzi oraz 65 As^{1/2}/mm² w przypadku stali. Dla przewodności właściwej γ przyjęto wartości odpowiadające średniej temperaturze około 120°C, dla miedzi 40 Ω^{-1} m/mm², dla stali 5 Ω^{-1} m/mm². Ponadto dla stali przyjęto dość dowolnie $\mu_w = 1,5$. W późniejszych opracowaniach dyskusowanych w niniejszym artykule przyjmowano te same wartości liczbowe.

Artykuł z r. 1957 [2] przedstawił próbę dokładniejszej analizy wpływu czasu trwania czoła na naskórkowość. Założono kosinusoidalny kształt czoła (połówka okresu kosinusoidy + składowa stała; lepiej nie używać tutaj nazwy czoło sinusoidalne, którą rezerwuje się dla czoła

w postaci ćwiartki okresu sinusoidy bez składowej stałej) i przyjęto po prostu klasyczne rozwiązanie dla naskórkowości przy prądzie sinusoidalnym, odpowiadające równaniu różniczkowemu pełnemu (1). Jednakże zamiast wyników liczbowych regularnie większych od wartości s_n z r. 1953 otrzymano wyniki przeważnie znacznie mniejsze. Było to skutkiem dwóch błędów wskazanych w wypowiedzi dyskusyjnej z r. 1958 [5]:

1. pominięto składową nieokresową (prześciową) gęstość prądu,
2. pominięto silne działanie naskórkowości w początkowej części grzbietu.

Nowy artykuł [1] przyniósł dokładniejsze wyniki liczbowe potwierdzające duże znaczenie tych błędów. Mianowicie znaleziono rozwiązanie matematyczne w postaci szeregu dla czoła prostoliniowego. Na tej podstawie obliczono przekrój przewodu s'_c odpowiadający samym tylko stratom w czasie czoła, a więc wynik z eliminacją błędu 1. Następnie wzięto w rachubę również dodatkowe straty na naskórkowość w czasie grzbietu, przyjmując grzbiet poziomy i traktując go jako wynik nałożenia drugiego czoła prostoliniowego o znaku przeciwnym. Określono w ten sposób drugą wartość przekroju s''_c , odpowiadającą stratom w czasie czoła i dodatkowym stratom na naskórkowość w czasie grzbietu, a więc wynik z eliminacją obu błędów 1, 2.

Autorzy artykułu opierają swe wnioski na zestawieniu tabelarycznym bardzo niekompletnym. Mianowicie porównują przekroje s_c określone w artykule z r. 1957 (z dwoma błędami 1, 2) oraz świeżo otrzymane przekroje s'_c (z eliminacją błędu 1). Wartości te są powtórzone w tablicy 1 w niniejszym artykule, w trzeciej i drugiej kolumnie od prawej strony, dla czoł 1, 2 i 3 μs .

Tablica 1

Przekroje przewodów według różnych obliczeń

Materiał	Czoło T_c μs	Szpor [4]			Ryżko, Lidmanowski [2]	Maksiejewski, Ryżko [1]	
		s_0 mm^2	s_n mm^2	s mm^2	s_c mm^2	s'_c mm^2	s''_c mm^2
Miedź	1	7,35	4,32	9,8	2,7	3,56	5,17
	2				3,1	3,70	
	3				3,4	3,81	
Stal	1	20,35	6,21	23,6	5,2	5,60	6,22
	2				6,1	6,03	
	3				6,7	6,39	

Dodatkowo tablica 1 przedstawia w ostatniej kolumnie na prawo wartości s''_c dla czoła 1 μs , podane w nowym artykule w tekście, ale nie

wyzyskane w głównych wnioskach autorów (dla czoł 2 i 3 μ s nie ma wyników s'_c w artykule). Poza tym tablica 1 zawiera wartości s_0 , s_n , s według opracowania z r. 1953 (niezależne od czasu trwania czoła).

Autorzy artykułu z r. 1959 porównują wartości s_c , s'_c i obliczają odchyłki stosunkowe $(s_c - s'_c)/s'_c$ * Odchyłki te wynoszą dla miedzi od -24% (dla 1 μ s) do -11% (dla 3 μ s), a dla stali od -7% (dla 1 μ s) do $+5\%$ (dla 3 μ s). Na tej podstawie autorzy stwierdzają w streszczeniu polskim i w streszczeniach obcojęzycznych, że „dokładność obliczeń przybliżonych” według artykułu z r. 1957 [2] „dla przewodów ze stali wynosi kilka procent, a dla przewodów z miedzi około 20 procent”. Wniosek ten jest niesłuszny, gdyż wynik s'_c nie jest wartością prawidłową do obliczeń przewodów na prądy piorunowe, lecz jest obciążony znacznym błędem 2.

Istotne dla problemu obliczeń przewodów wnioski należy oprzeć na porównaniu kwestionowanych wartości. s_n lub s_c w naszej tablicy 1, z wynikiem s'_c wolnym od błędów 1 i 2 co najmniej w przybliżeniu. Obliczenie odchyłki $(s_c - s'_c)/s'_c$ daje przy czole 1 μ s dla miedzi -48% , dla stali $-16,4\%$. Natomiast obliczenie odchyłki $(s_n - s'_c)/s'_c$ daje przy czole 1 μ s dla miedzi $-16,4\%$, a dla stali zaledwie $-0,16\%$. Szkoda, że brak wyników s'_c dla czoł 2 μ s i 3 μ s nie pozwala na wyczerpanie porównań. Błąd $-16,4\%$ przekroju s_n miedzi daje według wzoru (6) przy wartościach podanych w tablicy 1 błąd przekroju wynikowego s tylko około -4% . Dla czoł 2 μ s i 3 μ s błędy wypadłyby oczywiście trochę większe. Wyniki s_c są obciążone błędami wielokrotnie większymi niż przekroje s_n ; błędy te dochodzą do -50% , rzecz niedopuszczalna tym więcej, że artykuł z r. 1957 [2] ukazał się pod hasłem poprawienia czy udoskonalenia metody z r. 1953 [4].

Jedynym odstępstwem wyników w nowym artykule [1] od uwag krytycznych i przypuszczeń w artykule z r. 1958 [5] jest proporcja błędów 1 i 2 w publikacji z r. 1957. Mianowicie w wypowiedzi z r. 1957 jest wyrażone przypuszczenie, że błąd 1 (pominięcie składowej przejściowej w czasie czoła) ma większe znaczenie. Natomiast nowy artykuł wykazuje trochę większe wartości błędu 2 (pominięcie naskórkowości w czasie grzbietu). Wydaje się, że ta proporcja odpowiada w przybliżeniu rzeczywistości, jakkolwiek w opracowaniu naskórkowości w czasie grzbietu są trzy usterki.

I. Autorzy obliczają „energię wydzieloną w warstwie powierzchniowej przez składową przejściową” stosując wzór:

* W tablicy 1 w tym artykule [1] wzór $(s'_c - s_c)/s'_c$ jest zapewne omyłką drukarską. Ponadto w drugiej kolumnie od strony lewej w tej tablicy figuruje wartość γ dla miedzi 4 zamiast 40.

gdzie

$$A_{cg} = \frac{1}{\gamma} \int_{T_c}^{T_1} (j_1 + j_2 - j_{st})^2 dt, \quad (7)$$

j_1 — gęstość prądu na powierzchni przewodu wynikająca z prostoliniowego czoła,

j_2 — gęstość powierzchniowa wynikająca z drugiego czoła prostoliniowego, które zaczyna się w chwili T_c i daje wspólnie z pierwszym czołem grzbiet poziomy,

j_{st} — gęstość obliczona dla grzbietu bez wpływu naskórkowości,

$(j_1 + j_2 - j_{st})$ — gęstość przejściowa prądu na powierzchni, nakładająca się na wartość ustaloną j_{st} .

Energia A_{cg} nie jest bynajmniej potrzebnym składnikiem, o właściwym sensie fizycznym, do obliczeń przekroju przewodu. Prawdółowe jest określenie energii dodatkowej wynikającej z nałózenia składowej przejściowej na gęstość ustaloną j_{st} , czyli energii dodatkowej od naskórkowości w czasie grzbietu:

$$A_{ng} = \frac{1}{\gamma} \int_{T_c}^{T_1} [(j_1 + j_2)^2 - j_{st}^2] dt. \quad (8)$$

Energia A_{ng} jest większa od A_{cg} . Przyjmując do obliczeń s_c'' składnik A_{cg} zamiast A_{ng} , autorzy artykułu z r. 1959 popełniają błąd w kierunku zmniejszenia przekroju s_c'' .

II. Rozwiązanie w postaci szeregu dla naskórkowości raczej silnej, stosowane w artykule z r. 1959 uniwersalnie, zapewnia według autorów dobrą dokładność tylko przy $kr \geq 5$. Autorzy stwierdzają, że w ich obliczeniach „tylko w nielicznych przypadkach” argument kr jest mniejszy od 5. Niestety nie podają najmniejszych wartości kr w swych obliczeniach i nie informują o warunkach, w których one występują. Można przypuszczać, że te niekorzystne dla jakości obliczeń okoliczności stwierdza się głównie dla stali i w obszarze grzbietu. Zachodzi więc obawa, że zwłaszcza wyniki s_c'' dla stali mogą być obarczone pokaźnymi błędami w kierunku zmniejszenia.

III. Założenie grzbietu poziomego nie jest trafne. Nie należy bowiem zapominać, że obliczenia przekroju s_c'' , podobnie jak przekrojów s_n oraz s_c , są tylko fragmentem obliczeń wymaganego przekroju s , który zależy w znacznym stopniu od czasu trwania grzbietu. Zwykle operuje się czasem trwania do półszczytu T_p i przyjmuje się wartość $50 \mu s$. Opadający grzbiet o żądanym nachyleniu można zrealizować matematycznie w sposób równie prosty jak grzbiet poziomy. Wystarczy dobrać trochę większą stromość drugiego czoła prostoliniowego, o znaku przeciwnym. Wynikną stąd większe wartości ujemne j_2 oraz mniejsze wyniki A_{cg}

lub A_{ng} . Niewłaściwe założenia w sprawie grzbietu prowadzą więc do błędów przekroju s'_c w kierunku zwiększenia (przeciwny znak niż błędów II i III).

Jeżeliby błędy I i III były umiarkowane lub kompensowały się w znacznej mierze, a błąd II nie obciążał poważnie wyników dla miedzi, to wartości s'_c dla miedzi w artykule z r. 1959 mogłyby być zbliżone do rzeczywistości. Wydaje się to dość prawdopodobne. Można natomiast przypuszczać, że w przypadku stali błąd II powoduje pokaźne zmniejszenie wyników s'_c . Byłoby to wyjaśnienie idealnej zgodności wyników $s_n = 6,21 \text{ mm}^2$ i $s'_c = 6,22 \text{ mm}^2$ przy $1 \mu\text{s}$ (prawidłowa wartość s'_c na przykład zbliżona do 7 mm^2).

Pozostaje jeszcze zagadka wyników s'_c mniejszych od s_c w przypadku stali dla czasów czoła $2 \mu\text{s}$ i $3 \mu\text{s}$. Ponieważ przekrój s'_c jest w porównaniu z przekrojem s_c wolny od błędu 1 obciążającego publikację z r. 1957, więc należałoby spodziewać się wyników s'_c regularnie większych od s_c (jak w przypadku miedzi). Można by próbować szukać wyjaśnienia w różnicy między kształtami czoł (kosinusoidalne dla s_c , prostoliniowe dla s'_c). Jednakże artykuł z r. 1959 jak gdyby zaprzecza temu wyjaśnieniu. Mianowicie jest tam dodatkowa analiza wpływu kształtu czoła, oparta na aproksymacji czoła kosinusoidalnego trzema odcinkami prostymi. Autorzy wyciągają wniosek, że zastąpienie czoła kosinusoidalnego czołem prostoliniowym „daje bardzo dobre przybliżenie wyników”. Co prawda nie określają zgodności liczbowo, mówią tylko o porównaniu przebiegów gęstości powierzchniowej prądu oraz mocy wydzielanej w jednostce objętości na powierzchni w tych dwóch przypadkach. Przebiegi te, według rysunków przykładowych w artykule [1, rys. 6 i rys. 7], wskazują wyraźnie na większe straty na naskórkowość dla czoła kosinusoidalnego niż dla czoła prostoliniowego. Zwiększenie zaś wyników s'_c o około 10% usunęłoby w przypadku stali zagadkową anomalię między seriami wyników s'_c oraz s_c .

Porównanie wyników liczbowych w tablicy 1 pozwala stwierdzić, że przechodząc od czasu czoła $1 \mu\text{s}$ do $3 \mu\text{s}$ otrzymuje się zwiększenie przekroju s_c dla miedzi o 26%, dla stali o 29%, a przekroju s'_c dla miedzi tylko o 7%, dla stali o 14%. Szkoda, że brak liczniejszych wyników s'_c w artykule z r. 1959 nie pozwala wyciągnąć podobnych wniosków o zależności przekroju s'_c od czasu czoła. Jednakże można stwierdzić, że znaczenie czasu czoła dla nagrzewania przewodu jest daleko mniejsze, niż wynikałoby z artykułu z r. 1957 [2]. Znaczenie to jest bardzo ograniczone. Jest to potwierdzenie możliwości pominięcia wpływu czasu czoła w obliczeniach przybliżonych.

Dokładniejsza analiza metody obliczeniowej z r. 1953 [4] wskazuje, że metoda ta obejmuje jednak wpływ czasu czoła na energię wydzielaną

w czasie czoła. Mianowicie ten wpływ jest ukryty w przekroju s_0 , określonym według wzoru (3), gdyż czas do półszczytu T_p nie jest związany z samym tylko grzbietem, lecz obejmuje również czoło udaru. Jeżeli czas czoła T_c zmienia się od $1\mu s$ do $3\mu s$ (przy lekkim skrócaniu się grzbietu), to udział czoła w wyniku s_0 , rozumiany jako skutek dodania czoła do grzbietu, zmienia się mniej więcej od 1% do 3%, a więc zwiększa się o około 2%. Ten dodatek 2% wynosi według tablicy 1 dla miedzi około $0,15\text{ mm}^2$, dla stali około $0,4\text{ mm}^2$. Z drugiej strony przekrój s''_0 według artykułu z r. 1959 [1] rośnie przy przejściu od $1\mu s$ do $3\mu s$ dla miedzi o $0,25\text{ mm}^2$ ($=2 \cdot 0,125\text{ mm}^2$), dla stali zaś o $0,79\text{ mm}^2$ ($=2 \cdot 0,395\text{ mm}^2$). Zgodność tych dwóch serii wyników w świetle wzoru (6) jest dobra, a w przypadku stali nawet doskonała (porównanie wartości $0,4\text{ mm}^2$ oraz $0,395\text{ mm}^2$).

Wypada dodać zastrzeżenie, że wysiłki w kierunku usunięcia błędów wynoszących kilka procent, nie mają znaczenia praktycznego. Pioruny mają bowiem znacznie różniące się parametry, których znajomość nie jest jeszcze zadowalająca. Obecnie jesteśmy w okresie rewizji i uzupełniania wyników doświadczalnych i można spodziewać się, że do obliczeń wprowadzi się znacznie mniejsze czasy trwania czoła i większe stromości wzrostu prądu w porównaniu z przyjmowanymi dotychczas. Zmiany te — w myśl wyników niniejszej dyskusji — nie będą wymagały korekty obliczeń przewodów.

Większe możliwości udoskonalenia obliczeń przekroju przewodu leżą zapewne po stronie grzbietu udaru prądowego. Metoda obliczeń z r. 1953 [4] bierze w rachubę straty w czasie grzbietu przyjmując kilka przybliżonych, częściowo dowolnych założeń i zaokrągleń:

a. w określeniu przekroju s_0 zwiększenie i zaokrąglenie współczynnika 0,722, znalezione dla grzbietu wykładniczego, do wartości 1 z tytułu łagodnie zaokrąglonego w rzeczywistości wierzchołka udaru prądowego [4, str. 268],

b. w określeniu przekroju s_n wzięcie w rachubę naskórkowości w czasie grzbietu przez trochę dowolny wybór współczynnika 0,1 we wzorze (4) pomiędzy wynikami wariantów obliczeniowych [4, str. 273, 274, 277].

Wydaje się, że trafniejsze założenia w sprawie kształtu grzbietu i ściślejsze ujęcie naskórkowości w czasie grzbietu mogłyby dać wyraźniejszą korektę obliczeń przekroju przewodu niż udoskonalanie studiów nad naskórkowością w czasie czoła. Jednakże korekta taka byłaby prawdopodobnie umiarkowana i nie miałaby praktycznego znaczenia. Można wreszcie przypomnieć, że wyniki obliczeń z r. 1953 kryją niewielką rezerwę związaną z sumowaniem strat od kolejnych udarów prądowych pioruna wielokrotnego — przy pominięciu ruchu ciepła z powierzchni do wnętrza przewodu w przerwach między udarami.

WYKAZ LITERATURY

1. Maksiejewski J. L., Ryżko H.: Arch. Elektr. T. VIII, 1959, s. 571.
2. Ryżko H., Lidmanowski W.: Arch. Elektr. T. VI, 1957, s. 115.
3. Szpor S.: CIGRE 1946, ref. 323.
4. Szpor S.: Ochrona odgromowa. T. I, 1953, rozdz. 28.
5. Szpor S.: Arch. Elektr. T. VII, 1958, s. 321.

РАСЧЕТ СЕЧЕНИЯ ПРОВОДОВ НА ТОКИ МОЛНИИ С УЧЕТОМ ПОВЕРХНОСТНОГО ЭФФЕКТА

Анализируется статья с 1959 года [1], возобновляющую дискуссию связанную с расчетом сечения проводов на токи молнии. Сперва припоминается опубликованный в 1953 году [4] метод расчета, который принимает, с умеренной погрешностью, упрощенное дифференциальное уравнение для случая сильного поверхностного эффекта, в течении короткого фронта и в начале хвоста импульса, а требуемое сечение s определяет на основе вспомогательных величин s_0 , s_n ; первая из них является результатом вычислений при пренебрежении поверхностного эффекта, а вторая определяет влияние поверхностного эффекта.

В статье с 1957 года [2] приведены результаты попыток более точной оценки поверхностного эффекта и вместо величины s_n предлагается как новые результаты — s_e , которые однако, как указывает дискуссионная заметка с 1958 года [5], обременены двумя серьезными ошибками.

В статье с 1959 года подано более точное решение для прямолинейного фронта и получено новые результаты s'_e только для фронта. Оценка поверхностного эффекта на хвосте, более сомнительная, именно обремененная тремя недостатками, указанными в настоящих замечаниях, дает результаты s''_e в значительной мере свободные от обеих погрешностей статьи с 1957 года. Однако неправильными являются заключительные выводы, слишком полезные для работы с 1957 года, основанные на сравнении величин s_e и s'_e . Соответственное сравнение величин s_e и s''_e оказывается отрицательным для статьи с 1957 года.

Подтверждается удовлетворительность метода с 1953 года, а настоящее высказывание обнаруживает добавочно обстоятельства свидетельствующие об очень высокой точности расчетов относительно к фронту импульса. Предусматривается, что усовершенствование расчетов возможно скорее в области хвоста импульса. Кроме того оговаривается некоторые сомнения связанные со статьей с 1959 года и приведены добавочные выводы.

CALCULATION OF THE CROSS — SECTION OF CONDUCTORS FOR LIGHTNING CURRENTS WITH CONSIDERATION OF THE SKIN EFFECT

The discussion relates to a 1959 paper [1], which takes up again the problem of the calculation of the conductors exposed to lightning currents. First the 1953 method [4] is reminded, which adopts — with a moderate error — the simplified differential equation for a strong skin effect during the short front and at the beginning of the tail of the lightning current. This method determines the necessary cross — section s on the basis of two auxiliary values, s_0 (result neglecting the skin effect) and s_n (result taking account of the skin effect during the front

and at the beginning of the tail). A 1957 paper [2] proposes to calculate the skin effect more accurately and finds, instead of s_n , new values s_c . However, these results s_c are discredited due to two important errors, as shown in a 1958 discussion [5].

The 1959 publication [1] gives a better solution for the skin effect in the case of a rectilinear front and offers new results s'_c connected totally with the front. Formulations for the skin effect during the tail of the lightning current raise some doubts, discussed in the present paper, namely include three items rather incorrect. These formulations lead to numerical results s''_c free from the greatest errors of the 1957 publication. However, final conclusions are erroneous, namely too positive for the 1957 paper, because they are based on a comparison of values s^* and s'_c . A proper comparison of values s_i and s''_c confirms the importance of the errors in the 1957 paper.

The present analysis points out again the good quality of the 1953 method. Especially, circumstances are demonstrated which result in an excellent accuracy in connection with the front of the current. The supposition is expressed that some refinement of the calculations would be possible rather in connection with the tail of the current. The discussion concerns furthermore some other doubts and leads to additional conclusions.

621.317.733.3

J. SRZEDNICKI

O sposobach niezależnego równoważenia pojemności i współczynnika strat w mostkach typu Scheringa

Rękopis dostarczono 28. 12. 1959.

Omówiono układy umożliwiające niezależne równoważenie pojemności i współczynnika strat w mostkach typu Scheringa o bezpośrednim cyfrowym odczycie mierzonej pojemności.

Jeden z podanych sposobów polega na równoważeniu mostka przy pomocy opornika, którego przewodność zmieniana jest dekadowo.

W innej metodzie do gałęzi stosunkowej mostka dołącza się wzmacniacz o sprzężeniu zwrotnym i w ten sposób uzyskuje się ujemną pojemność służącą do równoważenia mostka dla strat mierzonego kondensatora. Taki układ umożliwia realizację mostka, w którym czułość nie zmienia się przy zmianie zakresu mierzonej pojemności, a wpływ zawartości harmonicznych na wynik pomiaru po zastosowaniu odpowiedniego układu jest znacznie mniejszy niż w konwencjonalnym układzie mostka Scheringa. Ponadto równoważenie mostka dla $\operatorname{tg} \delta$ może odbywać się automatycznie za pomocą urządzeń tylko elektronicznych. Uchyby pomiarowe wynikające z niedoskonałości zastosowanych wzmacniaczy można w większości przypadków pominąć.

1. WSTĘP

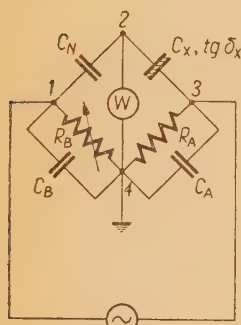
Dla mostka do pomiaru pojemności i stratności kondensatorów przedstawionego na rys. 1 otrzymamy w przypadku równowagi

$$C_X = C_N \frac{R_B}{R_A}, \quad (1)$$

$$\operatorname{tg} \delta_X = \omega (C_B R_B - C_A R_A) \quad | \text{ dla } \operatorname{tg} \delta_N = 0 |. \quad (2)$$

Z równania (1) wnioskujemy o praktycznym sposobie wykonania mostka. Jeśli wynik pomiaru miałby być odczytywany bezpośrednio z regulowanej przy równoważeniu oporności względnie pojemności przy zastosowaniu odpowiedniego mnożnika, to najlepiej jest w takim przypadku wykorzystać do równoważenia dokładnego elementy C_N i R_B ze względu na ich proporcjonalną zależność od mierzonej pojemności C_X . Stosując natomiast skokową zmianę oporności R_A można przełączać zakresy pomiarowe.

W wielu wykonaniach mostków do pomiaru pojemności lub $\operatorname{tg} \delta$ (np. Rohde & Schwarz VKB, General Radio 716-C) pojemność C_X równoważy się za pomocą obrotowego kondensatora C_N . Maksymalna pojemność takiego kondensatora wynosi zwykle około 1000 pF. Ogranicza to zakres pomiarowy mierzonych pojemności do około 1 μF , gdyż już przy tej pojemności stosunek $n = \frac{R_B}{R_A}$ wynosi około 1000. Przy $n=1000$ obniża



Rys. 1. Mostek do pomiaru pojemności i $\operatorname{tg} \delta$.

się czułość układu około 300 razy (przy nie obciążonym mostku) w porównaniu z czułością przy $n=1$ [3]. Zastosowanie przełączanego kondensatora dekadowego w miejsce kondensatora obrotowego jest rozwiązaniem znacznie kosztowniejszym i dlatego zwykle nie jest praktykowane.

Najkorzystniejsze wydaje się równoważenie mostka za pomocą oporności R_B . Jak widać z równania (2), uniemożliwia to jednak niezależne równoważenie strat, gdyż równoważenie $\operatorname{tg} \delta$ za pomocą pojemności C_B zależy również od oporności R_B , tymczasem w większości stanowisk pomiarowych bezpośredni odczyt i niezależne równoważenie są bardzo pożądane. Własności te są niezbędne w mostkach równoważonych automatycznie, które następnie mogą być wykonywane jako cyfrowe mierniki pojemności i $\operatorname{tg} \delta$.

2. RÓWNOWAŻENIE MOSTKA PRZY POMOCY OPORNIKA, KTÓREGO PRZEWODNOŚĆ ZMIENIANA JEST DEKADOWO

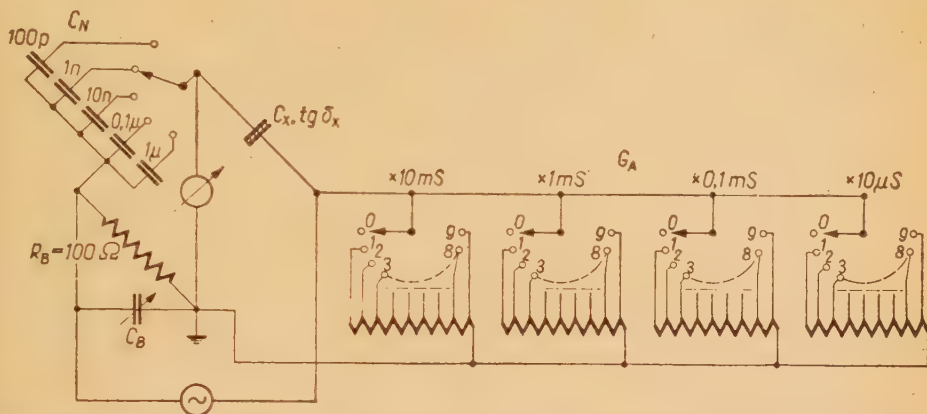
Równanie (1) można napisać w postaci

$$C_X = C_N R_B G_A, \quad (3)$$

gdzie przewodność $G_A = \frac{1}{R_A}$.

Jeśli więc opornik R_A wykonamy w taki sposób, że jego przewodność G_A będzie regulowana dekadowo, to mierzona pojemność będzie proporcjonalna do odczytywanej z dekad opornika przewodności. Oporności gałęzi R_A i R_B tak dobieramy, aby wywołany pojemnościami szkodliwymi uchyb pomiaru $\operatorname{tg} \delta$ był możliwie mały, a równocześnie by można było pominąć oporności styków przełącznika dekadowego. Przy tych założeniach i częstotliwości pomiarowej 1000 Hz oporności R_A i R_B wynoszą zwykle od 10 do 1000 Ω . Dla odczytu czterocyfrowego mierzonej pojemności wartość oporników ostatniej dekady regulowanej przewodności wynosiłaby wtedy do 1 M Ω . Stabilność oporności ostatniej dekady przewodności może być oczywiście odpowiednio gorsza.

Oporność R_B może być stała, a wtedy $\operatorname{tg} \delta_x = C_B R_B \omega$ równoważy się niezależnie od mierzonej pojemności. Rys. 2 przedstawia schemat takiego mostka.



Rys. 2. Układ mostka typu Scheringa z gałęzią oporową, której przewodność zmienia się dekadowo.

3. UKŁADY MOSTKA TYPU SCHERINGA Z UJEMNĄ POJEMNOŚCIĄ RÓWNOLEGŁĄ DO OPOROWEJ GAŁĘZI STOSUNKOWEJ

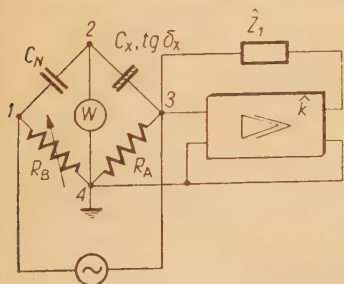
Z równania (2) wynika, że dla bezstratnego kondensatora C_N i pojemności $C_B = 0$ będzie można zrównoważyć mostek dla $\operatorname{tg} \delta$ o ile pojemność będzie ujemna i regulowana. Dla takiego przypadku musi być spełniony warunek — $C_A R_A \geq 0$. W takim układzie przy stałej oporności R_A i regulowanej pojemności C_A uzyskamy również niezależne równoważenie pojemności i współczynnika strat.

Rysunek 3 przedstawia wzmacniacz o wzmocnieniu \hat{k} z gałęzią sprzężenia zwrotnego \hat{Z}_1 przyłączony do gałęzi stosunkowej mostka R_A . Z teorii sprzężenia zwrotnego wiadomo, że w przypadku gdy oporność \hat{Z}_1 jest dużo większa od wewnętrznej oporności wyjściowej R_i wzmacniacza (tzn. zakładamy $R_i = 0$), otrzymujemy między punktami 3 i 4 zamiast oporności R_A oporność

$$\hat{Z}_w = \frac{R_A \hat{Z}_1}{\hat{Z}_1 + (1 - \hat{k}) R_A} \quad (4)$$

lub przewodność

$$\hat{Y}_w = \frac{R_A (1 - \hat{k}) + \hat{Z}_1}{R_A \hat{Z}_1} = \frac{1}{R_A} \left(1 + \frac{(1 - \hat{k}) R_A}{\hat{Z}_1} \right). \quad (5)$$



Rys. 3. Mostek z równoległą do oporności R_A ujemną pojemnością uzyskaną za pomocą wzmacniacza ze sprzężeniem zwrotnym.

W mostku według rys. 1 przewodność \hat{Y}_A wynosi

$$\hat{Y}_A = \frac{1}{R_A} + jC_A \omega. \quad (6)$$

Zatem zgodnie z wzorem (2) przy $C_B = 0$ ma być

$$\operatorname{tg} \delta_x = -C_A R_A \omega = \frac{-\operatorname{Im}\{\hat{Y}_A\}}{\operatorname{Re}\{\hat{Y}_A\}}. \quad (7)$$

Ponieważ po przyłączeniu wzmacniacza uzyskaliśmy zamiast przewodności \hat{Y}_A przewodność \hat{Y}_w , otrzymamy w tym przypadku

$$\operatorname{tg} \delta_x = \frac{-\operatorname{Im}\{\hat{Y}_w\}}{\operatorname{Re}\{\hat{Y}_w\}}. \quad (8)$$

Tak więc równoważymy mostek dla $\operatorname{tg} \delta$ zmieniając wartość \hat{Y}_w przez odpowiedni dobór oporności pozornej \hat{Z}_1 i wzmocnienia \hat{k} wzmacniacza.

Rozpatrzmy dwa przypadki, które mogą mieć w praktycznych wykonaniach tego typu mostków największe znaczenie:

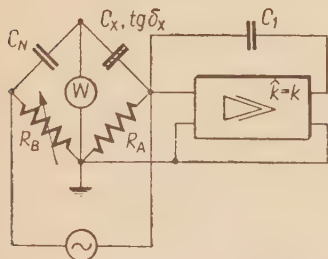
1) układ z pojemnością w gałęzi sprzężenia zwrotnego rys. 4, gdy

$$Z_1 = \frac{1}{jC_1 \omega} \quad \text{ i } \quad \hat{k} = k$$

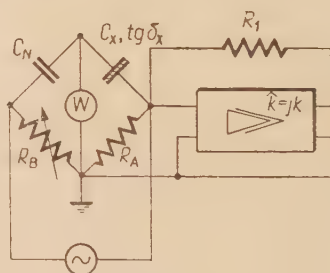
oraz

2) układ z przesunięciem fazy wzmocnienia wzmacniacza (rys. 5), w którym

$$\hat{Z}_1 = R_1 \quad \text{ i } \quad \hat{k} = jk.$$



Rys. 4. Układ z pojemnością w gałęzi sprzężenia zwrotnego.



Rys. 5. Układ z przesunięciem fazy wzmocnienia wzmacniacza.

Dla układu według rys. 4 nazywanym dalej krótko układem z pojemnością, otrzymujemy z wzoru (5) przewodność

$$\hat{Y}_{wp} = \frac{1}{R_A} [1 + jR_A C_1 \omega (1 - k)]. \quad (9)$$

Stąd z wzoru (8) wynika, że

$$\operatorname{tg} \delta_x = R_A C_1 \omega (k-1). \quad (10)$$

Ponieważ $\operatorname{tg} \delta_x \geq 0$, więc również musi być

$$k \geq 1. \quad (11)$$

Po przyłączeniu do takiego układu wzmacniacza składowa czynna oporności gałęzi A mostka nie zmienia się, gdyż

$$\Re\{\hat{Y}\}_A = \Re\{\hat{Y}_W\} = \frac{1}{R_A}. \quad (12)$$

W układzie według rys. 5 nazywanym w dalszym ciągu układem z przesunięciem fazy przewodność gałęzi A mostka wyniesie

$$\hat{Y}_{wf} = -\frac{1}{R_A} \left[1 + \frac{(1-jk)R_A}{R_1} \right] = \frac{R_A + R_1}{R_A R_1} - j \frac{k}{R_1}. \quad (13)$$

Na podstawie wzoru (8)

$$\operatorname{tg} \delta_x = \frac{k R_A}{R_A + R_1}. \quad (14)$$

Składowa czynna oporności pozornej $\hat{Z}_{wf} = \frac{1}{\hat{Y}_{wf}}$ wynosi

$$\Re\{\hat{Z}_{wf}\} = \frac{R_A R_1}{R_A + R_1}. \quad (15)$$

Jak widać przedstawia ona układ równolegle połączonych oporności R_A i R_1 . Przesunięcie fazy o 90° uzyskuje się najpewniej stosując człon całkujący RC lub układ całkujący Millera. Oba te układy cechują się małym wpływem częstotliwości na przesunięcie fazy.

4. UCHYBY POMIARU

Wprowadzenie wzmacniacza do układu mostkowego może spowodować uchyby pomiaru wynikające ze zmian wzmocnienia wzmacniacza i zmian kąta fazowego wzmocnienia.

Uchyb względny, wyrażony w procentach wartości $\operatorname{tg} \delta$, spowodowany zmianami Δk wzmocnienia w układzie z pojemnością wynosi

$$\Delta_{1p} = \left(\frac{\Delta k}{k} \right) \cdot \frac{k}{k-1} \cdot 100\%. \quad (16)$$

W celu uniknięcia większych uchybów pomiaru, występujących przy wartościach k zbliżonych do 1, należy obierać wzmocnienie wzmacniacza co najmniej kilkunastokrotne.

Podobny uchyb dla układu z przesunięciem fazy wynosi

$$\Delta_{1f} = \frac{\Delta k}{k} \cdot 100\% . \quad (17)$$

Jeśli kąt fazowy wzmocnienia wynosi nie 0° lecz φ , to w przypadku układu z pojemnością przewodność \hat{Y}_{wp} wyniesie

$$\hat{Y}_{wp} = \frac{1}{R_A} [1 + R_A C_1 \omega k \sin \varphi + j R_A C_1 \omega (1 - k \cos \varphi)] . \quad (18)$$

Jak widać składowa bierna przewodności \hat{Y}_{wp} pozostaje praktycznie nie zmieniona przy małych kątach φ , gdyż $\cos \varphi \approx 1$, a uchybów mniejszych od 1% przy pomiarach $\operatorname{tg} \delta$ nie warto uwzględniać. Natomiast składowa czynna przewodności \hat{Y}_{wp} zmienia swoją wartość na

$$\operatorname{Re} \{ \hat{Y}_w \} = \frac{1}{R_A} (1 + R_A C_1 \omega k \sin \varphi) . \quad (19)$$

Ponieważ $\operatorname{tg} \delta = R_A C_1 \omega (k - 1)$ więc

$$\operatorname{Re} \{ \hat{Y}_w \} = \frac{1}{R_A} \left(1 + \operatorname{tg} \delta \sin \varphi \frac{k}{k - 1} \right) . \quad (20)$$

Zgodnie z warunkiem równowagi mostka (1)

$$\frac{dC_x}{C_x} = - \frac{dR_A}{R_A} . \quad (21)$$

Z równań (20) i (21) otrzymujemy uchyb pomiaru pojemności spowodowany przesunięciem fazy φ w układzie z pojemnością

$$\Delta_{2p} \approx \operatorname{tg} \delta \sin \varphi \frac{k}{k - 1} \cdot 100 \quad (22)$$

wyrażony w procentach mierzonej pojemności.

Dla dużych wartości k

$$\Delta_{2p} \approx \operatorname{tg} \delta \sin \varphi \cdot 100 . \quad (23)$$

Na przykład dla $\operatorname{tg} \delta = 10^{-2}$ i $\varphi = 6^\circ$ otrzymujemy uchyb pomiaru pojemności wynoszący około 0,1%. Jest to uchyb dostatecznie mały jeśli uwzględni się, że prawie zawsze wartość $\operatorname{tg} \delta$ kondensatorów jest mniejsza od 10^{-2} , a kąt fazowy wzmocnienia φ w praktycznych wykonaniach wzmacniacza może być znacznie mniejszy niż 6° .

W układzie z przesunięciem fazy otrzymujemy

$$\hat{Y}_{wf} = \frac{1}{R_A} + \frac{1}{R_1} (1 - k \sin \varphi) + j \frac{1}{R_1} k \cos \varphi . \quad (24)$$

Z wzoru (14) wynika, że

$$k = \frac{R_A + R_1}{R_A} \operatorname{tg} \delta_x, \quad (25)$$

stąd

$$\operatorname{Re} \{ \hat{Y}_{wf} \} = \frac{1}{R_A} + \frac{1}{R_1} \left(1 - \frac{R_A + R_1}{R_A} \sin \varphi \operatorname{tg} \delta \right). \quad (26)$$

Uwzględniając we wzorze (21), że oporność gałęzi A wynosi $\frac{R_A R_1}{R_A + R_1}$

otrzymujemy uchyb Δ_{2f} pomiaru pojemności wyrażony w procentach, spowodowany fazowymi zniekształceniami wzmacniacza, w układzie z przesunięciem fazy

$$\Delta_{2f} \approx -\sin \varphi \operatorname{tg} \delta \cdot 100\%. \quad (27)$$

Jak widać

$$|\Delta_{2p}| \approx |\Delta_{2f}|.$$

Z powyższych rozważań wynika, że uchyby pomiaru pojemności spowodowane tego rodzaju równoważeniem są małe i praktycznie nie wpływają na wynik pomiaru. Zmiany wzmocnienia wzmacniacza powodują takie zmiany równowagi, jakby $\operatorname{tg} \delta$ mierzonego kondensatora zmieniał się proporcjonalnie lub w przybliżeniu proporcjonalnie do wzmocnienia.

5. ZAWARTOŚĆ HARMONICZNYCH W NAPIĘCIU WYJŚCIOWYM MOSTKA

Niekorzystną własnością mostków zerowych jest pojawianie się na wyjściu mostka napięć o częstotliwościach harmonicznym. Stąd wynika konieczność stosowania źródła zasilającego mostek dostarczającego napięcia możliwie mało odkształconego od sinusoidy, a także selektywnych wskaźników równowagi.

Niezerównoważenie mostka dla częstotliwości harmonicznym wynika z własności mierzonych kondensatorów, których większość posiada $\operatorname{tg} \delta$ zależny bardzo mało od częstotliwości w dość szerokim pasmie, natomiast wartość wyrażenia $\omega(C_B R_B - C_A R_A)$ według wzoru (2) jest proporcjonalna do częstotliwości. Tak więc w mostku według rys. 1 po zrównoważeniu dla częstotliwości podstawowej otrzymujemy zgodnie z wzorem (2)

$$\operatorname{tg} \delta_{x1} = \omega_1 (C_B R_B - C_A R_A). \quad (28)$$

Dla n -tej harmonicznym mostek byłby zrównoważony, gdyby $\operatorname{tg} \delta_{xn}$ — współczynnik strat dla n -tej harmonicznym — był n razy większy. Ponieważ jednak zakładamy, że

$$\operatorname{tg} \delta_{x1} = \operatorname{tg} \delta_{xn} \quad (29)$$

więc niezrównoważenie N dla n -tej harmonicznej wyrażone wartością $\operatorname{tg} \delta$ wyniesie

$$N = (n-1) \omega_1 (C_B R_B - C_A R_A) = (n-1) \operatorname{tg} \delta_{x1}. \quad (30)$$

Z teorii mostków wiadomo [3], że w pobliżu równowagi stosunek składowej biernej do składowej czynnej wyjściowego napięcia nie obciążonego mostka według rys. 1 w przybliżeniu wynosi

$$\frac{\operatorname{Im} \{\hat{U}_{20}\}}{\operatorname{Re} \{\hat{U}_{20}\}} \approx \frac{\operatorname{tg} \delta_x - \operatorname{tg} \delta_N}{p} \cdot 100. \quad (31)$$

We wzorze tym p oznacza względną, wyrażoną w procentach zmianę mierzonej pojemności. Stąd uwzględniając, że stosunek napięcia zasilającego mostek o częstotliwości harmonicznej do napięcia o częstotliwości podstawowej wynosi $\frac{U_{hn}}{U_1}$, otrzymamy względną zmianę pojemności wyrażoną w procentach, która wywołuje taką samą co do bezwzględnej wartości zmianę wyjściowego napięcia mostka, jak niezrównoważenie mostka dla n -tej harmonicznej

$$p \approx \frac{U_{hn}}{U_1} (n-1) \operatorname{tg} \delta_{x1} \cdot 100. \quad (32)$$

Dla przykładu niech napięcie zasilające mostek zawiera 5%, napięcia o częstotliwości 5 harmonicznej, a $\operatorname{tg} \delta_x$ badanego kondensatora wynosi 10^{-2} . Wtedy napięcie o częstotliwości 5 harmonicznej na wyjściu mostka, po zrównoważeniu mostka dla częstotliwości podstawowej, będzie w przybliżeniu równe napięciu, jakie powstałoby po zmianie mierzonej pojemności o

$$p \approx \frac{5}{100} (5-1) \cdot 10^{-2} \cdot 100 = 0,2\%.$$

Jak wynika z wzoru (10) dla układu z pojemnością otrzymujemy na wyjściu mostka zawartość harmonicznych podobną jak w konwencjonalnym układzie (o ile przyjmiemy, że wzmacnienie k wzmacniacza jest stałe w interesującym nas pasmie częstotliwości).

Inaczej przedstawiają się zależności w układzie z przesunięciem fazy uzyskanym przy pomocy członu całkującego RC. Wzmocnienie jest tutaj odwrotnie proporcjonalne do częstotliwości, tzn.

$$k = \frac{\text{const}}{\omega}.$$

Stąd na podstawie wzoru (14) niezrównoważenie w tym układzie wyniesie

$$N = \frac{1-n}{n} \frac{R_A}{\omega_1 (R_A + R_1)} = \frac{1-n}{n} \operatorname{tg} \delta_{x1}. \quad (33)$$

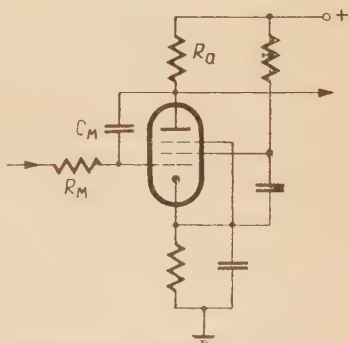
Porównując otrzymane zależności (30) i (33) widzimy, że w układzie z przesunięciem fazy napięcia o częstotliwościach harmonicznym na wyjściu mostka są tyle razy mniejsze, ile wynosi rząd harmonicznej. Tak więc dla podobnych danych, jak w wyżej podanym przykładzie, w układzie z przesunięciem fazy otrzymane napięcie o częstotliwości 5 harmonicznej odpowiada zmianie pojemności 5 krotnie mniejszej, tj. wynoszącej 0,04%.

6. PRZYKŁADY WYKONANIA UKŁADÓW MOSTKOWYCH RÓWNOWAŻONYCH PRZY POMOCY UJEMNEJ POJEMNOŚCI

Jak wynika z wzoru (11), w układzie z pojemnością wymagane jest dodatnie wzmocnienie wzmacniacza, czyli ilość stopni wzmacniacza o podstawie katodowej musi być parzysta. Poza tym, aby uzyskać małe uchyby pomiaru, wzmocnienie powinno być co najmniej kilkunastokrotne. Ważne jest również, aby oporność wyjściowa wzmacniacza była mała w porównaniu z opornością $\frac{1}{C_1\omega}$. Jednak po spełnieniu powyższych wa-

runków jest możliwe wzbudzenie się wzmacniacza na częstotliwościach znacznie większych od częstotliwości pomiarowej. Dlatego wzmacniacz musi mieć ograniczoną górną część przenoszonego pasma częstotliwości.

Większe znaczenie praktyczne ma układ z przesunięciem fazy, głównie ze względu na małą zawartość harmonicznym napięcia wyjściowego mostka. Poza tym dla jego realizacji wystarcza w najprostszym przypadku tylko jedna lampa. Jak wspomniano, korzystnie jest tu zastosować obwód całkujący RC lub układ całkujący Millera. Dla układu



Rys. 6. Układ całkujący Millera.

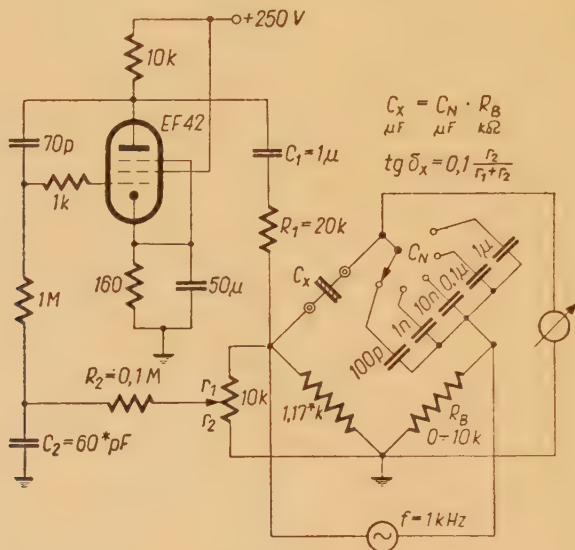
Millera (rys. 6) przyjmując, że wzmocnienie lampy $k_l = S R_a$ jest dużo

większe od 1 oraz, że $R_M \gg R_a$ otrzymamy wzmocnienie $\hat{k} \approx \frac{j}{R_M C_M \omega}$.

Widać, że nie zależy ono od wzmocnienia lampy k_l . Układ przesuwfa fazę o kąt $\frac{\pi}{4} - \Psi$, przy czym $\Psi \approx \frac{1}{R_M C_M \omega k_l}$. Ponieważ Ψ jest małe (np. przy

$k_l = 100$ i $R_M C_M \omega = 1$ wynosi około $0,6^\circ$), zatem nawet stosunkowo bardzo duże zmiany wzmocnienia i częstotliwości praktycznie nie zmieniają przesunięcia fazowego. Dzięki temu zapewniony jest bardzo mały uchyb pomiaru pojemności.

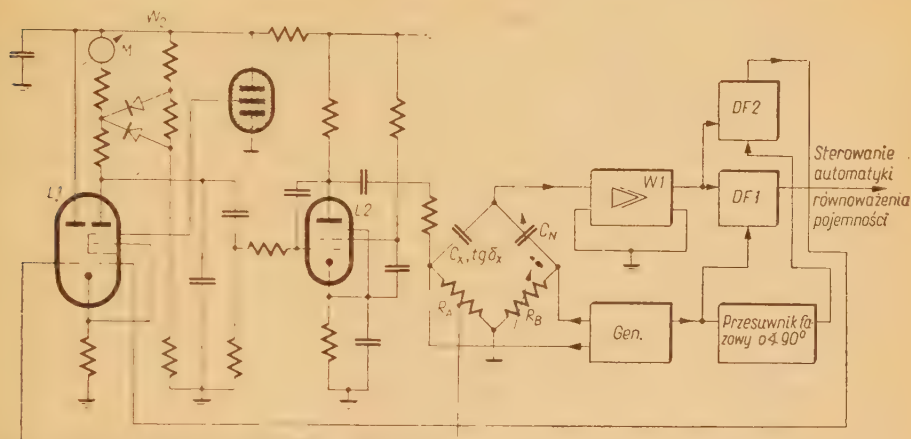
W mostku według rys. 7, pracującym przy częstotliwości 1 kHz, przyjęto $k \approx j2$. Przesunięcia fazowe: o kąt Ψ i spowodowane włączeniem kondensatora C_1 są dodatkowo skompensowane przez człon $C_2 R_2$. Taki układ mostka pozwala na równoważenie $\tan \delta$ mierzonego kondensatora w granicach od 0 do 0,1.



Rys. 7. Mostek typu Scheringa, w którym straty mierzonego kondensatora równoważy się za pomocą ujemnej pojemności. Wartości oznaczone gwiazdką dobiera się w zależności od tolerancji pozostałych elementów układu wzmacniacza.

Na rysunku 8 przedstawiono uproszczony schemat przyrządu mostkowego, w którym współczynnik strat równoważy się automatycznie w układzie z przesunięciem fazy. Wyjście wzmacniacza W1 napięcia wyjściowego mostka jest połączone z dyskryminatorami fazowymi DF1 i DF2. Napięcie uzyskane z dyskryminatora fazowego DF1 steruje automatykę mostkową równoważenia pojemności. Dyskryminator fazowy DF2 jest czuły tylko na składową bierną wyjściowego napięcia mostka. Otrzymane z dyskryminatora fazowego DF2 napięcie zmienia nachylenie heksody lampy L1. Część napięcia gałęzi stosunkowej mostka jest przekazana przy pomocy triody lampy L1 na katodę heksody. Drugi stopień wzmacniacza pracuje w układzie Millera i jest połączony z węzłem mostka. W otrzymanym w ten sposób układzie automatycznej regulacji, po zrównoważeniu mostka dla pojemności, tak ustala się wzmocnienie wzmacniacza, że mostek zostaje zrównoważony również dla $\tan \delta$. Ponieważ wzmocnienie ostatniego stopnia przy nie zmieniającej się częstotli-

wości można uznać za stałe, więc wzmacnienie całego wzmacniacza zależy tylko od lampy $L1$. Można przyjąć, że wzmacnienie tej lampy dzięki stabilizacji napięć zasilających jest funkcją tylko prądu anodowego I_a



Rys. 8. Układ automatycznego równowazenia współczynnika strat w mostku typu Scheringa.

heksody. Dlatego współczynnik strat $\text{tg } \delta_x = \text{const. } f(I_a)$ jest wskazywany przez odpowiednio przewzorcowany miliamperomierz M prądu stałego. Otrzymany przebieg podziałki jest niekorzystnie nieliniowy i na ogół konieczne jest jej poprawienie, na przykład przy pomocy diod.

Zakłady TELPOD
w Krakowie

WYKAZ LITERATURY

1. Hague B.: *Alternating current bridge methods*, London 1946.
2. Jellonek A., Kuryłowicz J., Łapiński M., Siciński Z.: *Miernictwo elektryczne ogólne*, PWT Warszawa 1951.
3. Srzednicki J.: *Odchyłowe pomiary współczynnika strat kondensatorów metodą mostkową*, Rozprawy Elektrot. T. IV. z. 1. 1958 s. 29.

О МЕТОДАХ НЕЗАВИСИМОГО УРАВНОВЕШИВАНИЯ ЕМКОСТИ И КОЭФФИЦИЕНТА ПОТЕРЬ В МОСТАХ ТИПА ШЕРИНГА

В статье обсуждены схемы мостов типа Шеринга, в которых уравновешивание емкости и коэффициента потерь независимо, а чувствительность не изменяется при переключении диапазона измерения емкости. Эти схемы позволяют на изготовление измерительных приборов для непосредственного цифрового определения измеряемой емкости.

Один из приведенных методов заключается в уравнивании моста при помощи реостата, проводимость которого G_A изменяется декадно. Такой мост представлен на рис. 2.

В другом методе в относительную ветвь моста включается усилитель с обратной связью \hat{Z}_1 и усилением \hat{k} (рис. 3) и таким образом получается отрицательная емкость при помощи которой уравнивается мост для коэффициента потерь измеряемого конденсатора. Рассмотрены два случая. В первом

$$\hat{Z}_1 = \frac{1}{jC_1\omega}$$

и $\hat{k} = k$ (рис. 4), а коэффициент потерь измеряемого конденсатора $\operatorname{tg} \delta_x = R_A C_1 \omega (k - 1)$. Во втором $\hat{Z}_1 = R_1$ и $\hat{k} = jk$ (рис. 5) Тут коэффициент потерь

$$\operatorname{tg} \delta_x = \frac{kR_A}{R_A + R_1}$$

но омическое сопротивление относительной ветви моста изменяется с R_A на $\frac{R_A R_1}{R_A + R_1}$.

Далее продискутированы ошибки результатов измерения, выступающие при изменениях усиления Δk и фазовых искажениях φ применяемого усилителя. Из полученных формул (16) (17) (22) (23) и (27) вытекает, что эти ошибки можно ограничить до достаточно малого значения.

В схеме по рис. 5 при применении интегрирующей схемы для получения фазового сдвига, содержание гармоник на выходе моста значительно меньше чем в обычной схеме моста Шеринга.

На рис. 7 показан простой мост действующий по схеме рис. 5. Также и рис. 8 представляет мост основанный на сходной схеме с той разницей, что в этом случае уравнивание моста для коэффициента потерь происходит автоматически. Напряжение полученное с детектора фазы DF2 подается на первую сетку гексода лампы L1 и таким образом регулирует усиление усилителя. Коэффициент потерь определяется после уравнивания моста для емкости по показаниям соответственно выверенного миллиамперметра постоянного тока M, так как при стабилизации питающих напряжений, равновесие моста для коэффициента потерь, зависящее от усиления, является практически функцией только анодного тока гексода лампы L1.

ON METHODS OF INDEPENDENT BALANCING OF CAPACITANCE AND LOSS FACTOR IN BRIDGES OF SCHERING TYPE

The paper deals with the bridge systems of Schering type in which balancing of capacitance and loss factor is independent and the sensitivity does not vary by range switching of the measured capacitance. These systems permit to construct measuring instruments for direct digital reading of measured capacitance.

One of the methods described uses a resistor with decade varying conductance G_A to balance the bridge.

In another method the amplifier with feedback branch \hat{Z}_1 and the amplification \hat{k} (Fig. 3) is connected to the ratio branch in order to get the negative

capacitance to balance the bridge for the loss factor of measured condenser. Two cases are being considered: in the first case

$$Z_1 = \frac{1}{jC_1\omega}$$

and $\hat{k}=k$ (Fig. 4), and the loss factor of measured condenser $\operatorname{tg} \delta_x = R_A C_1 \omega (k-1)$; in the second case $\hat{Z}_1 = R_1$ and $\hat{k}=jk$ (Fig. 5). The loss factor is then

$$\operatorname{tg} \delta_x = \frac{kR_A}{R_A + R_1},$$

but the resistance of the ratio branch of the bridge varies its value from R_A to

$$\frac{R_A R_1}{R_A + R_1}.$$

The errors which take place by the amplification changes Δk and the phase distortions φ are then discussed. Out of derived formulae (16), (17), (22), (23) and (27) it follows that the error may be kept within acceptable limits.

Applying the integrator for phase shifting in the system as in Fig. 5, the harmonic content at the bridge outlet is much smaller than in conventional system of Schering bridge.

A simple bridge which operates within system according to Fig. 5 is shown in Fig. 7. Fig. 8 represents also a bridge of a similar system where balancing for the loss factor is automatic. The voltage obtained from the phase detector DF2 is applied to the grid of hexode L_1 and in such a manner the amplification of amplifier is controlled. The loss factor is read on the calibrated d. c. milliammeter M after the bridge is balanced for the capacitance, because by stabilisation of the supply voltages the bridge balance for the loss factor depending on the amplification, is practically the function of the anode current of hexode L_1 only.

INSTYTUT PODSTAWOWYCH PROBLEMÓW TECHNIKI
POLSKIEJ AKADEMII NAUK
ZAKŁAD ELEKTRONIKI

669.054:669.783

A. KOBUS i A. BROCHOCKI

POWSTAWANIE DYSLOKACJI W GERMANIE W WYNIKU ZMIAN
PRĘDKOŚCI WYCIĄGANIA MONOKRYSTAŁU

Rękopis dostarczono 4. 3. 1960

Omówiono warunki powstawania dyslokacji w monokryształach germanu wyciąganych ze zmienną prędkością. Wykazano, że zmianom prędkości wyciągania odpowiadają zmiany kształtu powierzchni przejściowej oraz wzrost gęstości dyslokacji. Stwierdzono również, że zmiany kształtu powierzchni przejściowej oraz gęstości dyslokacji zachodzą przede wszystkim w pobliżu powierzchni bocznych monokrystału, gdy wewnątrz zmiany są znacznie mniejsze.

ОБРАЗОВАНИЕ ДИСЛОКАЦИИ В ГЕРМАНИИ В РЕЗУЛЬТАТЕ
ИЗМЕНЕНИЯ СКОРОСТИ ВЫТЯГИВАНИЯ МОНОКРИСТАЛЛА

Обсуждены условия образования дислокации в монокристаллах германия, вытягиваемых с переменной скоростью. Доказано, что изменениям скорости и вытягивания соответствуют изменения формы границы раздела фаз и увеличение плотности дислокации. Констатируется также, что изменения формы границы раздела фаз и плотности дислокации выступают прежде всего вблизи боковых поверхностей монокристалла, тогда как внутри эти изменения значительно меньше.

DISLOCATIONS GENERATED BY CHANGE OF PULLING VELOCITY
OF GERMANIUM MONOCRYSTALS

Dislocations generated in the germanium monocrystals pulled with a varying velocity are discussed. Investigations showed the influence of the pulling velocity changes upon the shape of interface and increase of dislocations density.

It was found that the greatest change of the interfaces shape and dislocations density appears on the edge surfaces of the monocrystals and they are much smaller inside.

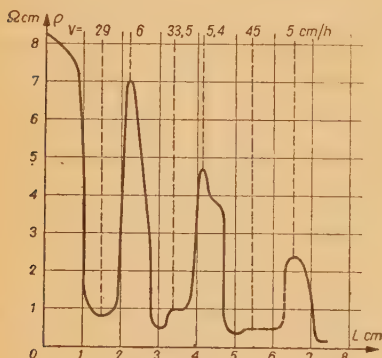
W celu określenia wpływu zmian warunków krystalizacji germanu na rozkład dyslokacji wyciągano monokrystały ze zmienną prędkością. Monokrystały te były wyciągane metodą Czochralskiego w urządzeniu próżniowym z tygla grafitowego grzanego z zewnątrz indukcyjnie [1]. Jako materiał stosowano german o oporności właściwej ok. 50 Ω cm z dodatkiem antymonu. Kryształy były wyciągane wzdłuż osi $\langle 112 \rangle$ tak, że po wzdłużnym przecięciu

kryształu w płaszczyźnie (111) można było ujawnić dyslokacje na całej powierzchni przecięcia. Przy wyciąganiu stosowano kolejno dwie prędkości 4,8 cm/godz oraz 30 cm/godz, regulując odpowiednio temperaturę, aby uzyskać możliwie małe zmiany średnicy monokryształu.

Wskutek zmian współczynnika segregacji z prędkością wyciągania kryształu wystąpi w otrzymanym kryształcie pewien przebieg koncentracji domieszek.

Przebieg ten odzwierciedla dokładnie zmiany prędkości krystalizacji i może być zbadany przez pomiar oporności właściwej materiału. Ze zmian oporności właściwej wnioskowano o położeniach punktów, w których zachodziła zmiana prędkości wzrostu.

Pomiar oporności właściwej był wykonywany dwiema metodami: dwu-iczeropunktową. Typowy przebieg oporności w omawianych kryształach pokazano na rys. 1.

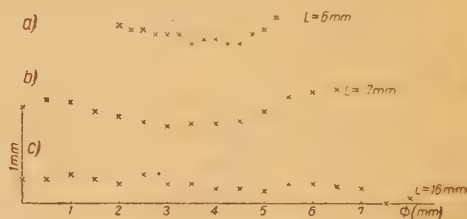


Rys. 1

Następnie badano zmiany rozkładu dyslokacji w kryształach w otoczeniu obszaru, w którym zachodziła zmiana prędkości wzrostu kryształu oraz określano zmiany kształtu powierzchni przejściowej ciecz—ciało stałe. Gęstość dyslokacji określano przez przeliczanie wgłębień uzyskanych w wyniku trawienia we wrzącym roztworze KOH — $K_3Fe(CN)_6$ [2, 3] powierzchni (111) kryształów. Badając średnią gęstość dyslokacji w kryształach wyciąganych ze zmienną prędkością [4] stwierdzono, że każdej zmianie prędkości wyciągania kryształu odpowiada pewien przyrost średniej gęstości dyslokacji. Charakterystyczny był fakt, że przyspieszeniom wyciągania kryształu odpowiadał niewielki wzrost średniej gęstości dyslokacji wynoszący $10 \div 20\%$, podczas gdy w przypadku zwalniania wzrostu przyrost gęstości dyslokacji wynosił $50 \div 200\%$.

Jeśli chodzi o zmianę rozkładu temperatur w przekroju monokryształu to o tym rozkładzie wnioskowano z kształtu powierzchni przejściowej ciecz — ciało stałe, którą określano metodą pomiaru napięcia fotowoltaicznego [5].

Badania kształtu powierzchni przejściowej przyniosły następujące wyniki. W przypadku istnienia w kryształach wklęsłej (względem kierunku wyciągania monokryształu) powierzchni przejściowej zmniejszenie prędkości wyciągania powoduje zmianę kształtu powierzchni przejściowej, a więc i rozkładu temperatury jak na rys. 2 (krzywe a

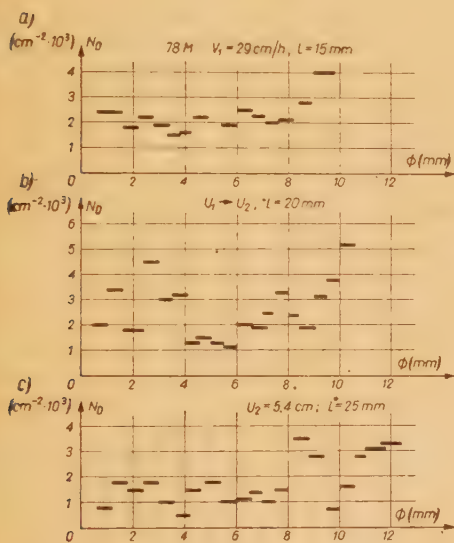


Rys. 2

i b). Jeżeli powierzchnia przejściowa posiada już w początkowej fazie kształt wypukły, przy zmniejszeniu prędkości wyciągania powierzchnia będzie miała jeszcze większą krzywiznę. Najistotniejszą sprawą jest fakt, że zmiana kształtu powierzchni przejściowej zachodzi przede wszystkim w pobliżu powierzchni kryształu, gdy wewnątrz zachodzą zmiany znacznie powolniejsze. Natomiast w przypadku zwiększania prędkości, omawiany układ tygiel-monokryształ na ogół zapewni bardziej płaską lub nawet nieco wklęsłą powierzchnię przejściową jak na rys. 2 (krzywa c).

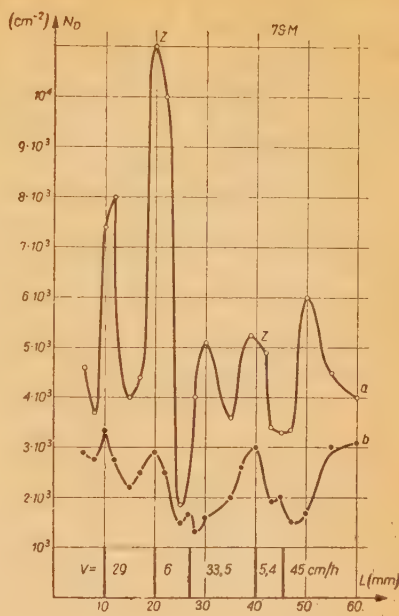
Badanie rozkładu dyslokacji w pewnym przekroju monokryształu w omawianych obszarach przyniosły wyniki przedstawione na rys. 3abc. Szczególnie znamieny jest fakt istnienia znacznej gęstości dyslokacji w pobliżu powierzchni kryształu większej niż 10^4 cm^{-2} (rys. 4). Sytuacja ta odpowiada kształ-

towi powierzchni przejściowej z rys. 2 (krzywa b). Dużą gęstość dyslokacji odpowiada odcinkowi największej zmiany i wypukłemu kształtowi powierzchni przejściowej. Przy stałej prędkości wyciągania kryształu rozkład dyslokacji jest bardziej równomierny, a poza tym średnia gęstość dyslokacji jest mniejsza (np. rys. 3c).



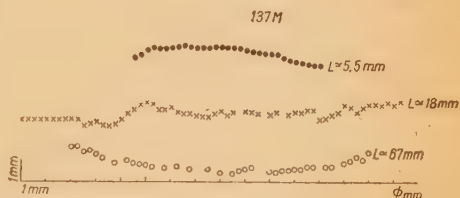
Rys. 3

Na rys. 4 pokazano przebieg gęstości dyslokacji na powierzchni (krzywa a) i średniej gęstości dyslokacji w kryształach (krzywa b), w którym wykonano kilka kolejnych przyspieszeń i zwolnień prędkości wyciągania. Jak widać z rysunku, zmiany gęstości dyslokacji na powierzchni kryształu są znacznie większe niż wewnątrz, dochodząc do 500%, podczas gdy wewnątrz kryształu największe zmiany gęstości dyslokacji wynoszą ok. 200%. Poza tym stwierdzono, że w monokryształach tego typu, w miarę oddalania się od początku monokryształu, gęstość dyslokacji na powierzchni w obszarze zwolnienia maleje. Obszary te oznaczone są na rys. 4 literą z. Fakt ten zaobserwowano na kil-



Rys. 4

ku badanych kryształach. Zjawisko to jest spowodowane faktem, że w miarę wzrostu kryształu jego powierzchnia jest dogrzewana przez ściany tygla wskutek opadania powierzchni cieczy w tygłu. Efektem tego jest ukształtowanie powierzchni przejściowych w postaci wklęsłej. Na rys. 5 pokazano zmianę



Rys. 5

kształtu powierzchni przejściowej w kryształach wyciąganych ze stałą prędkością. Widać, że na końcu monokryształu przeważa dogrzewanie od ścian tygla.

Reasumując powyższe rozważania można wysnuć następujące wnioski:

1. zmniejszenie prędkości wzrostu kry-

ształu jest przyczyną wprowadzenia znacznie większej gęstości dyslokacji niż przyspieszenie wzrostu,

2. Wypukły kształt powierzchni przejściowej jest mniej korzystny z punktu widzenia gęstości dyslokacji w kryształach niż wklęsły.

3. zmiany kształtu powierzchni izotermicznych w wyniku zmiany warunków wzrostu kryształu zachodzą przede wszystkim na powierzchni bocznej wywołując tam największy przyrost gęstości dyslokacji,

4. dogrzewanie monokryształu przez

powierzchnie boczne tygla (lub przez dodatkowe grzejniki) łagodzi wpływ zmian prędkości wyciągania szczególnie na powierzchni kryształu.

W zakończeniu autorzy pragną podziękować prof. Z. Majewskiemu z Zakładu Elektroniki IPPT za uwagi dotyczące niniejszej pracy, mgr. inż. J. Świdierskiemu za przeprowadzenie pomiarów kształtu powierzchni przejściowej oraz pp. T. Katanie, A. Dajnie i A. Dąbrowskiemu za pomoc przy otrzymywaniu monokryształów i ich badaniu.

WYKAZ LITERATURY

1. Brochocki A.: *Technologia kryształów germanu*. Elektronika. III (1957) Nr 10—11 s. 20.
2. Billig E.: *Soma defects in crystals grown from the melt*. Pt. 1 Defects caused by thermal stress. (1956). Nr 1200, s. 37.
3. Kobus A.: *Chemiczne metody ujawniania dyslokacji*. Rozpr. Elektrot. (w druku).
4. Brochocki A., Kobus A.: *Wpływ warunków wyciągania monokryształów germanu na rozkład dyslokacji krawędziowych*. Komunikat wygłoszony na I Krajowej Naradzie Elektroniki. Warszawa, listopad 1958 r.
5. Świdierski J., Brochocki A.: *Badanie kształtu powierzchni przejściowych w monokryształach germanu metodą objętościowego zjawiska fotowoltaicznego*. Przegląd Elektroniki (w druku).

538.632

A. KOBUS

HALOTRON GERMANOWY

Rękopis dostarczono 4. 3. 1960

Omówiono podstawowe własności elektryczne halotronu germanowego półprzewodnikowego elementu wykorzystującego zjawisko Halla. Podano charakterystykę statyczną i dynamiczną oraz temperaturową zależność napięcia Halla.

ГЕРМАНИЕВЫЙ ДАТЧИК ХОЛЛА

Осуждены основные электрические свойства германиевого датчика Холла — полупроводникового элемента, использующего эффект Холла. Приведены статическая и динамическая характеристики и температурная зависимость напряжения Холла.

GERMANIUM HALL GENERATOR

Basic electric properties of semiconducting device based on the Halleffect — the germanium Hall generator is discussed.

The static and dynamic characteristics and the temperature dependence of Hall voltage are given.

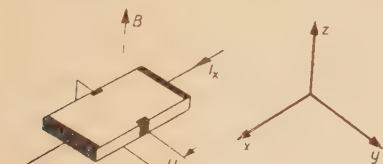
W Zakładzie Elektroniki IPPT—PAN opracowano pierwszą laboratoryjną serię halotronów germanowych*. Zaletami germanu w porównaniu z innymi

materiałami stosowanymi na halotrony jak: InSb, InAs, InAsP są znacznie większa czułość i mały efekt Gaussa. Ponadto w obecnej chwili technologia

* Nazwę — halotron — przyjęto na określenie elektronicznego elementu półprzewodnikowego wykorzystującego zjawiska Halla.

germanu jest lepiej opanowana i dość łatwo można wykonać odpowiedni materiał jak i sam element, szczególnie w porównaniu z halotronami napyłanymi z HgSe i HgTe, które przedstawiają jeszcze znaczne trudności technologiczne wykonania. Wadami germanu są: gorsze warunki pracy przy obciążeniu prądowym oraz na ogół większa zależność właściwości od temperatury (jest to funkcją koncentracji domieszek).

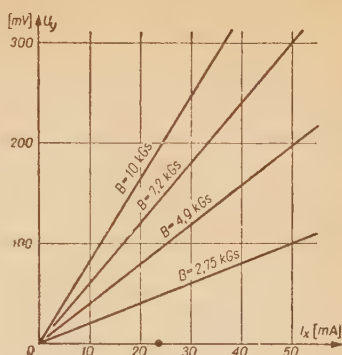
Próbną serię halotronów wykonano z monokryształu germanu typu *n* o oporności właściwej $\rho = 1 \text{ } \Omega\text{cm}$ i odpowiadającej temu stałej Halla $R_H = 4,5 \cdot 10^3 \text{ cm}^3/\text{coul}$. Właściwości tego materiału stanowią pewne optimum między najmniejszą zależnością stałej Halla od temperatury [2], a dużą ruchliwością i stałą Halla [1]. Z monokryształu wycinano płytki o wymiarach $12 \times 6 \times 0,2 \div 0,5 \text{ mm}$ i po wypolerowaniu w CP4 lutowano elektrody cynowe w piecu próżniowym w temperaturze ok. 370°C . Doprowadzenia lutowano w powietrzu. Halotrony były hermetyzowane w obudowie mosiężnej wypełnionej żywicą epoksydową. Zewnętrzne wymiary elementu obudowanego wynosiły $16 \times 8 \times 1,7 \text{ mm}$. Na rys. 1 pokazano schematycznie wygląd



Rys. 1

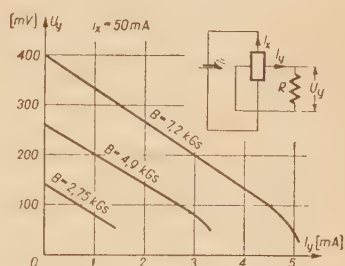
płytki germanowej. Na rys. 2 przedstawiono charakterystyki statyczne halotronu germanowego $U_y = f(I_x, B)$. Charakterystyki te odpowiadają średniej czułości $\gamma_0 = 0,82 \text{ V/AkGs}$.

Ze względu na znaczną oporność płytki ($R_x = 90 \text{ } \Omega$ i $R_y = 50 \text{ } \Omega$) elementy te najlepiej pracują w układzie bez poboru prądu: z układami lampowymi o dużej oporności wyjściowej (np. z wolt-



Rys. 2

mierzem lampowym) lub z kompensatorami. Przy pracy prądowej przy maksymalnym wysterowaniu czujnika można pobierać prąd rzędu 3–5 mA (patrz rys. 3), przy czym maksymalna

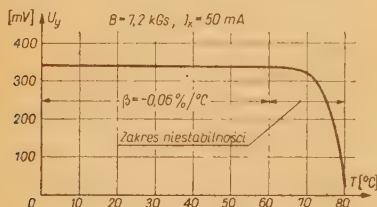


Rys. 3

moc, którą halotron oddaje przy prądzie $I_y = 2\text{--}5 \text{ mA}$, wynosi około $500 \text{ } \mu\text{W}$. Poza tym należy podkreślić, że błąd mnożenia wynikający z zależności oporności płytki germanowej od natężenia pola magnetycznego jest niewielki, co widać z prawie równoległego przebiegu charakterystyk obciążenia na rys. 3. Znaczna oporność halotronu powiększa również napięcie asymetrii wynikające z nieekwipotencjalnego przylutowania elektrod napięciowych, które w omawianej serii wynosiło dla 50% czujników IV na 1A prądu sterującego, a dla pozostałych 50% — 5 V/A .

Dzięki zastosowaniu materiału o opor-

ności właściwej bliskiej optymalnej ze względu na minimum zmian stałej Halla z temperaturą otrzymano dobre temperaturowe charakterystyki halotronu pokazane na rys. 4. Współczynnik



Rys. 4

temperaturowy napięcia Halla określony jako $\beta = \frac{\Delta U_H}{U_H} \frac{1}{\Delta T}$ wynosi średnio około $-0.03\%/^{\circ}\text{C}$ dla zakresu temperatur od 0°C do 60°C . Przy podwyższeniu temperatury ponad 70°C następuje gwałtowny spadek napięcia Halla i często uszkodzenie elementu.

W zakończeniu pragnąłbym podziękować prof. Z. Majewskiemu z Zakładu Elektroniki IPPT za uwagi dotyczące niniejszej pracy oraz pp. Z. Chłokowi i A. Dąbrowskiemu za pomoc w wykonaniu i pomiarach czujników.

WYKAZ LITERATURY

1. Conwell E. M.: *Properties of silicon and germanium*. PIRE 40(1952), s. 1327.
2. Loifgren L.: *Analog multiplier based on the Hall effect*. J. A. Ph. 29(1958) Nr 2, s. 158.

538.652:621.318.1

Z. KACZKOWSKI

WSPÓŁCZYNNIK SPRZĘŻENIA MAGNETOMECHANICZNEGO POLSKICH STOPÓW MAGNETOSTRYKCYJNYCH TYPU „ALFER”

Rękopis dostarczono 8. 2. 1960

Podano wyniki pomiarów współczynnika sprzężenia magnetomechanicznego k stopów typu „Alfer” opracowanych w Katedrze Metaloznawstwa Politechniki Warszawskiej. Pomiary k wykonano w funkcji pola stałego H_0 w zakresie do 30 Oe przy amplitudzie natężenia pola zmiennego H_{\sim} równej 50 mOe. Zbadano stopy o zawartości aluminium od 12,42 do 13,1%. Wartość pomierzonego współczynnika dochodzi do 0,3%.

КОЭФФИЦИЕНТ МАГНИТОМЕХАНИЧЕСКОЙ СВЯЗИ ПОЛЬСКИХ МАГНИТОСТРИКЦИОННЫХ СПЛАВОВ ТИПА „АЛФЕР”

Приведены результаты измерений коэффициента магнитомеханической связи k сплавов типа „Алфер”, разработанных в Кафедре Металловедения Варшавского Политехнического Института. Измерения k проведены зависимости от значения постоянного поля H_0 в диапазоне до 30 эрстедов, при значении амплитуды напряженности переменного поля H_{\sim} равном 50 миллиэрстедов. Исследованы сплавы содержащие 12,42 до 13,1 % алюминия. Значение измеренного коэффициента достигает 0,3.

MAGNETOMECHANICAL COUPLING COEFFICIENT OF POLISH-MAKE MAGNETOSTRICTIVE ALLOYS OF „ALFER” TYPE

The results of measurements of magnetomechanical coupling coefficient (k) of „ALFER” type alloys worked out by Faculty a Physical Metallurgy of Technical University of Warsaw are given. The measurements of k have been carried out as a function of the intensity of the biasing field H_0 for a range up to 30 Oe at the amplitude of alternating field strength H_{\sim} 50 m Oe. The alloys with content of aluminium from 12,42 to 13,1 per cent have been examined. The value of the measured coefficient amounts to 0,3.

1. WSTĘP

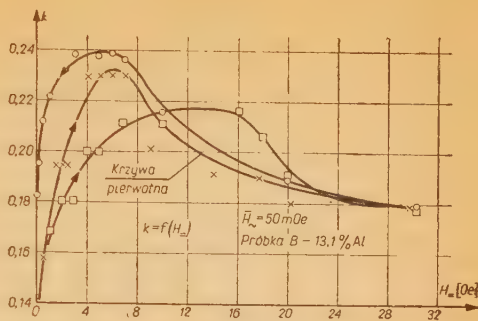
Współczynnik sprzężenia magnetomechanicznego k jest jednym z parametrów określających własności magnetystrykcyjne materiału magnetycznego. Kwadrat tego współczynnika równy jest stosunkowi części energii magnetycznej przetworzonej na mechaniczną do całkowitej energii magnetycznej badanego materiału. Zależności między współczynnikiem k i innymi wielkościami zostały omówione w kilku publikacjach polskich [4, 5, 8] i zagranicznych (np. [1, 7]).

Przedmiotem badań były próbki stopów typu „Alfer”, które zostały opracowane przez zespół pod kierunkiem prof. dra Kornela Wesołowskiego i doc. dra Bohdana Ciszewskiego w Katedrze Metaloznawstwa Politechniki Warszawskiej [9].

Własności magnetyczne omawianych stopów były tematem oddzielnej publikacji [6].

2. PRÓBK I WARUNKI POMIAROWE

Próbki w postaci blaszek toroidalnych o średnicy zewnętrznej $d_z = 35$ mm, średnicy wewnętrznej $d_w = 25$ mm i grubości około 0,45 mm umieszczono w pleksiglasowych kasetach o wymiarach zapewniających swobodę drgań. Na kasetkach nawinięto uzwojenie pomiarowe (50 zwojów) i magnesujące (75 zwojów). Pomiary wykonano w układzie rezonansowym. Po stwierdzeniu, że przy zmianach amplitudy natężenia pola magnetycznego w zakresie do 200 mOe współczynnik k zmienia się tylko nieznacznie, przyjęto jako amplitudę natężenia pola pomiarowego $\bar{H}_m = 50$ mOe. Pole to nakładano na natężenie stałego pola magnesującego, które zmieniano w granicach do 30 Oe. Dla kilku próbek wykonano pomiary pętli histerezy współczynnika sprzężenia magnetomechanicznego k . Na rys. 1 podano przykładowo wykres $k = f(H_m)$ dla próbki o zawartości 13,1% Al.

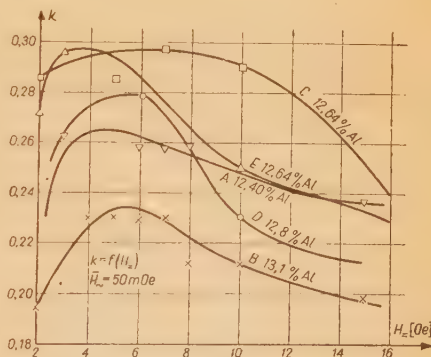


Rys. 1

Współczynnik k dla remanencji B_r równy jest 0,18 i osiąga maksimum ($k_m = 0,24$) przy $H_m \approx 6$ Oe. W zakresie nasycenia wartość k spada do 0,18. Pomiary wykonano w temperaturze pokojowej (18°C).

3. WYNIKI POMIARÓW

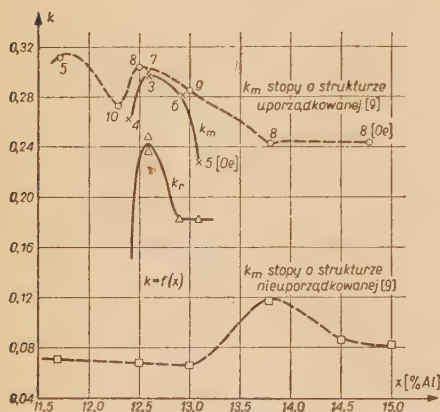
Na rysunku 2 podano wykres krzywych pierwotnych współczynnika sprzężenia magnetomechanicznego $k = f(H_m)$



Rys. 2

dla stopów o zawartości 12,42%, 12,6%, 12,8% i 13,1% Al, przy czym stop o zawartości 12,6% wykonano w dwóch odmianach. Pomiary wykonano w zakresie od 0,5 Oe do 30 Oe. Na rys. 2 podano wycinek od 2 do 16 Oe. W zakresie nasycenia wartości k maleją zależnie od próbki do 0,16 ÷ 0,19.

Na rys. 3 podano wykres współczynnika sprzężenia magnetomechanicznego przy remanencji k_r i maksymalnej wartości k_m w funkcji zawartości aluminium (x). Obok punktów pomiarowych na krzywej $k_m = f(x)$ podano przybliżone wartości pola stałego (w Oe), przy któ-



Rys. 3

rych to maksimum występuje. Przed pomiarem k_r próbkę nasyciono polem stałym o natężeniu $H = \approx 100$ Oe. Dla porównania dla próbki o zawartości 12,42% Al k_r było bardzo małe i nie udało się określić jego wartości liczbowej, krzywe kreskowane przedstawiają charakterystyki $k_m = f(x)$ analogicznych stopów znanych z literatury [2, 3].

4. WNIOSKI

Przy pracy przetwornika przy remanencji najodpowiedniejsze są stopy o za-

wartości 12,6% Al, dla których $k_r = 0,24 \div 0,25$. Również dla tych stopów występuje największa wartość współczynnika k_m , przy czym zależnie od technologii optymalne podmagnesowanie zmienia się w zakresie od 3 do 7 Oe. Materiały typu „Alfer” mogą z powodzeniem konkurować z niklem i permalojami stosowanymi na przetworniki magnetostrykcyjne, gdyż własności magnetyczne i magnetostrykcyjne wszystkich tych materiałów są podobne, a trzykrotnie wyższa oporność właściwa Alferu pozwala na stosowanie go w odpowiednio szerszym zakresie częstotliwości. Ponadto w skład stopów typu Al-Fe nie wchodzi deficytowe surowce, co daje im przewagę nad permalojami i niklem.

Przytoczone w komunikacie wyniki należy traktować jako dane wstępne, gdyż badane próbki były pierwszymi z opracowanych materiałów. W przyszłości będą prowadzone prace nad polepszeniem własności magnetycznych i magnetostrykcyjnych. Również pomiary wykonane były mało dokładnie z powodu braku odpowiedniejszych urządzeń pomiarowych. Dokładność w określaniu wyników wynosi około 10%.

Na zakończenie pragnę podziękować prof. drowi inż. Adamowi Smolińskiemu za życzliwe ustosunkowanie się do tych badań, prof. drowi Kornelowi Wesołowskiemu za zezwolenie na opublikowanie tych wyników i mgrów inż. Romanowi Suwalskiemu za współpracę przy rozwiązywaniu niektórych zagadnień.

WYKAZ LITERATURY

1. Van der Burgt C.: *Dynamical, physical parameters of the magnetostrictive excitation of extensional and torsional vibrations in ferrites*, Philips Research Reports, 8, 1953, ss. 91—132.
2. Davis C. H., Ferebee S. F.: *Dynamic magnetostrictive properties of alfenol*, The Journal of the Acoustical Society of America, 28, 1956, nr 2, ss. 886—90.
3. Davis C. M., Ferebee S. F.: *Effect of composition and processing on the activity of some magnetostrictive materials*, Journal of Applied Physics, Sup. to v 30 no 4 (April), 1959, ss. 113—115.
4. Kaczkowski Z., Smoliński A.: *Ferryty magnetostrykcyjne*, Zeszyty Problemowe Nauki Polskiej, nr 20, 1960.

5. Kaczkowski Z., Smoliński A.: *Ferryty magnetostrykcyjne i ich zastosowanie*, Rozpr. Elektrot., 1960.
6. Kaczkowski Z., Hunter C.: *Niektóre własności magnetyczne polskich stopów magnetostrykcyjnych typu „Alfer”*, Arch. Elektrot., 1960.
7. Katz H. W.: *Solid state magnetic and dielectric devices*, J. Wiley New York, 1959.
8. Smoliński A.: *Zjawisko magnetostrykcji i materiały magnetostrykcyjne*, Rozpr. Elektrot. tom. 5, nr 2, ss. 211—36, 1959.
9. Wesołowski K., Ciszewski B., Tucholski Z.: *Badania nad technologią, strukturą i niektórymi własnościami magnetycznymi i magnetostrykcyjnymi stopów Fe-Al o zawartości Al od 12 do 13%, Biuletyn Wojsk. Ak. Techn. 1960.*

538.652:621.318.1

Z. KACZKOWSKI, CZ. HUNTER

NIEKTÓRE WŁASNOŚCI MAGNETYCZNE POLSKICH STOPÓW MAGNETOSTRYKCYJNYCH TYPU „ALFER”

Rękopis dostarczono 4. 3. 1960

Omówiono statyczne i dynamiczne własności magnetyczne stopów magnetostrykcyjnych typu „Alfer” opracowanych w Katedrze Metaloznawstwa Politechniki Warszawskiej o zawartości aluminium od 12,42 do 13,1%. Wyniki podano na rysunkach i w tablicy 1.

НЕКОТОРЫЕ МАГНИТНЫЕ СВОЙСТВА ПОЛЬСКИХ МАГНИТОСТРИКЦИОННЫХ СПЛАВОВ ТИПА „АЛЬФЕР”

Обсуждены статические и динамические магнитные свойства магнитострикционных сплавов типа „Альфер”, содержащих 12,42 до 13,1 % алюминия, разработанных Кафедре Металловедения Варшавского Политехнического Института. Результаты приведены на рисунках и на таблице 1.

SOME MAGNETIC PROPERTIES OF POLISH MAKE MAGNETOSTRICTIVE ALLOYS OF „ALFER” TYPE

Static and dynamic magnetic properties of the magnetostrictive alloys of „ALFER” type worked out by Faculty of Physical Metallurgy of Technical University of Warsaw are discussed. The aluminium content from 12,42 to 13,1 per cent. The results are prevented in corresponding figures and in the table 1.

1. WSTĘP

Stopy magnetostrykcyjne typu „Alfer” różnią się znacznie własnościami magnetycznymi od stopów Al-Fe o podobnych składach [3] przeznaczonych dla typowych zastosowań w podzespołach telekomunikacyjnych. W komunikacie omówiono pierwsze wyniki prac nad magnetostrykcyjnymi stopami typu „Alfer” opracowanymi w Katedrze Metaloznawstwa Politechniki Warszawskiej [4]. Własności magnetostrykcyjne będą tematem innych komunikatów, a tu należy tylko zaznaczyć, że własności te są zbliżone do własności podawanych w literaturze zagranicznej [1, 2].

Przetworniki magnetostrykcyjne pracują albo w stanie remanencji albo przy podmagnesowaniu polem stałym. Zakres częstotliwości pracy przetworników metalicznych zawiera się w granicach od 20 kHz do 300 kHz, przy czym sprawność przetworników spada w tym zakresie z 75% do poniżej 10%. Jedyne przetworniki ferrytowe mogą pracować w zakresie od 20 kHz do około 1 MHz przy sprawności 90—40%. Przyczyną spadku sprawności są głównie straty magnetyczne i mechaniczne występujące w rdzeniu. Stopy typu „Alfer” — mając około 3-krotnie większą oporność właściwą (elektryczną) od pozostałych magnetostrykcyjnych mate-

riałów metalicznych i podobne własności magnetyczne, mechaniczne i magnetostrykcyjne — mogą z powodzeniem konkurować z dotychczas wykorzystywanymi na przetworniki magnetostrykcyjne materiałami takimi jak nikiel i permaloje, zwłaszcza w zakresie częstotliwości większych od 100 kHz.

2. POMIARY

Zbadano własności magnetyczne mające podstawowe znaczenie przy projektowaniu przetworników magnetostrykcyjnych.

Wykonano więc pomiary statyczne pozwalające na wybór odpowiedniego punktu pracy oraz mierzono dynamiczną przenikalność odwracalną w zakresie od 10 do 100 kHz.

Blaszki toroidalne o średnicach: $d = 35$ mm i $d_w = 25$ mm i grubość około 0,45 mm umieszczano po dwie w kasetach o wymiarach zapewniających swobodę drgań. Na kasety nawijano po 50 zwojów pomiarowych i 75 zwojów magnesujących. Oporność uzwojenia dla prądu stałego zmierzona mostkiem Thompsona wynosiła średnio 0,15 Ω dla uzwojenia pomiarowego, 0,25 Ω dla uzwojenia magnesującego.

Po zakończeniu pomiarów dynamicznych usunięto z kasety blaszki i zmierzono oporność uzwojeń dla prądu zmiennego przy $f = 30$ i 100 kHz na mostku różnicowym. Stwierdzono nieznaczne odchylenia w porównaniu z pomiarami przy prądzie stałym leżące w granicach błędów pomiarowych. Indukcyjność cewki powietrznej osiągała wartości mniejsze od 0,01 indukcyjności kasety z rdzeniem.

Badano próbki stopów żelaza z aluminium o zawartości 12,42; 12,6; 12,6; 12,8 i 13,1% Al.

Pomiary statyczne wykonano metodą balistyczną natomiast pomiary dynamiczne wykonano na mostku różnicowym. Wszystkie pomiary wykonano w temperaturze pokojowej (18°C).

Pomierzono przenikalność dynamiczną

w funkcji amplitudy pola zmiennego $\sim H$ przy częstotliwościach 30 i 100 kHz, stwierdzono jej niewielkie zmiany (od 1 do 5% zależnie od próbki) w zakresie od 5 mOe do 250 mOe.

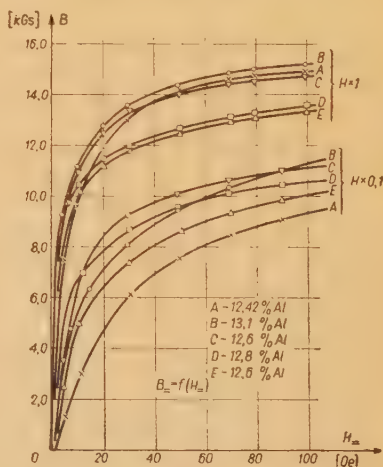
W dalszej części badań przeprowadzono pomiary przy stałej amplitudzie natężenia pola zmiennego równej 50 mOe (sprawdzając wyrывkowo przenikalność przy innych amplitudach) i uznano, że przenikalność ta może być uznana — bez popełnienia większych błędów — za przenikalność odwracalną przy siłach zewnętrznych równych zeru μ^0 .

Wartość amplitudy $\bar{H} \sim 50$ mOe narzucona była optymalnymi warunkami pomiarowymi przy wyznaczaniu współczynnika sprzężenia magnetomechanicznego k .

Pomiary przenikalności μ_0 wykonano przy podmagnesowaniu prądem stałym w zakresie do 30 Oe zarówno dla krzywej pierwotnej, jak i na pętli histerezy.

3. WYNIKI POMIAROWE

Pomiary statyczne obejmujące krzywą pierwotną i pętlę histerezy wykonano w zakresie do 100 Oe. Na rys. 1 podano wykresy krzywych pierwotnych magnesowania $B = f(H)$ wszystkich badanych próbek, przy czym krzywe dolne od-



Rys. 1

noszą się do początkowego zakresu do 10 Oe.

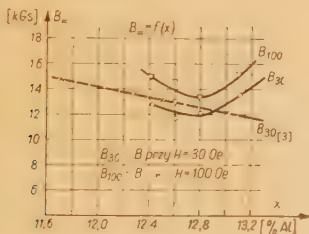
Pętle histerezy badanych próbek mają przebieg klasyczny, dlatego nie podano tu wykresów, a wyniki pomiarów statycznych zestawiono w tablicy 1.

pozostałości magnetycznej B_r i natężenia powściągającego H_c w funkcji zawartości aluminium. W pracach amerykańskich [2] maksymalną wartość indukcji B_{30} uzyskano dla stopu o zawartości 11,7% Al i następnie wartość

Tablica 1
Magnetyczne wartości statyczne magnetostrykcyjnych stopów Al-Fe

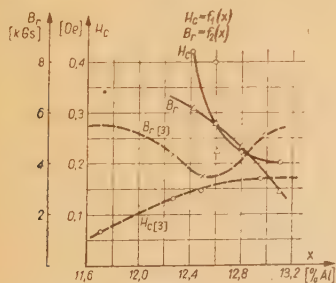
Zawartość Al w %			12,42	12,6	12,6	12,8	13,1
Próbki			A	C	E	D	B
	Sym-bol	Jed-nostka	1	2	3	4	5
Indukcja magnetyczna przy 100 Oe	B_{100}	kGs	15,0	14,7	13,2	13,4	15,2
Indukcja magnetyczna przy 30 Oe	B_{30}	kGs	12,8	13,3	11,8	12,0	13,6
Pozostałość magnetyczna	B_r	kGs	6,2	5,5	4,5	4,6	3,0
Natężenie powściągające	H_c	Oe	0,42	0,28	0,40	0,22	0,19

Dla lepszego porównania na rys. 2 przedstawiono wykresy indukcji przy 30 Oe (B_{30}) i 100 Oe (B_{100}) w funkcji zawartości aluminium, przy czym krzy-



Rys. 2

wą B_{30} kreskowaną wykreślono na podstawie wyników otrzymanych przez Davisa i Ferebeego [2]. Na rys. 3 przedstawiono odpowiednie wykresy



Rys. 3

ta jednostajnie opada. Omawiane stopy polskie wykazują minimum indukcji B_{30} dla stopów o zawartości około 12,7% Al, brak danych w tym zakresie o stopach amerykańskich nie pozwala na przeprowadzenie dokładnych porównań, a brak większej ilości punktów w okolicach 13% Al nie pozwala na wyciągnięcie wniosków natury ogólnej. Niższe wartości B_r i H_c stopów amerykańskich wynikają z tego, że wartości te były pomierzone dla próbek prawdopodobnie nasycanych do 30 Oe, (autorzy tego nie mówią, lecz wynikałoby tak z podanych charakterystyk statycznych), natomiast polskie próbki były nasycane do 100 Oe. Poza tym, na wartości B_{30} , B_r i H_c ma duży wpływ obróbka technologiczna, a także domieszki i zanieczyszczenia. Sposób wytwarzania polskich stopów podano w przytoczonej na wstępie publikacji [4].

Częstotliwość graniczna omawianych próbek wypada w okolicy 10 kHz. Przy tej częstotliwości wartość przenikalności odwracalnej μ_{op} próbek uprzednio rozmagnesowanych zawiera się w granicach od 370 do 600 Gs/Oe spada na skutek prądów wirowych przy częstotliwości

200 kHz do 50–80 Gs/Oe, a więc przeszło siedmiokrotnie. Użycie w przetworniku blaszek o mniejszej grubości np. 0,1 mm izolowanych elektrycznie między sobą pozwala na polepszenie własności magnetycznych w zakresie większych częstotliwości. Podobnie jak μ_{op} zmienia się przenikalność odwracalna przy remanencji μ_{or} .

Oprócz pomiarów częstotliwościowych wykonano pomiary przenikalności odwracalnej μ_{or} w funkcji podkładu prądu stałego w zakresie do 30 Oe zarówno dla krzywej pierwotnej, jak i dla pętli histerezy. Przenikalność ta spada średnio z około 200 Gs/Oe przy $H = 0$ do około 10 Gs/Oe przy $H = 30$ Oe przy $f = 30$ kHz i odpowiednio z około 100 Gs/Oe do około 8 Gs/Oe przy $f = 100$ kHz.

Przenikalność odwracalna dla danych wartości pola stałego przyjmuje największą wartość dla przypadku, gdy próbka była uprzednio nasycona w kierunku pola stałego, pośrednią — w przypadku pracy na krzywej dziewiczej i najmniejszą, gdy uprzednio była nasycona w przeciwnym kierunku.

Na rys. 4 podano wykresy przenikalności odwracalnej w funkcji zawar-

dla stopów o zawartości około 12,6% Al wypada minimum przenikalności. Krzywe kreskowane przedstawiają wyniki prac amerykańskich [4] dla przypadku stopów o strukturze uporządkowanej i dla porównania także stopów o strukturze nieuporządkowanej. Materiały o strukturze uporządkowanej, którą uzyskuje się przez wolne studzenie, wykazują znacznie lepsze własności magnetostrykcyjne.

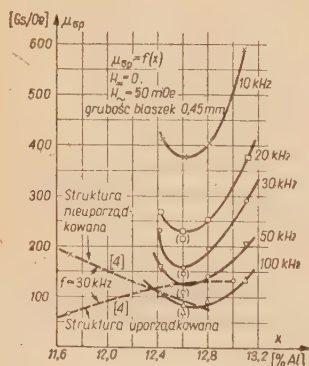
Pomiary μ_{op} wykonano przy różnych częstotliwościach dla próbek o grubości 0,45 mm. Próbki amerykańskie mierzono przy częstotliwości około 30 kHz, przy czym grubość blaszek wynosiła od 0,28 do 0,37 mm [3].

4. WNIOSKI

Badane materiały nie ustępują zagranicznym materiałom tego typu i mogą być wykorzystywane jako rdzenie w przetwornikach ultradźwiękowych. Wielką ich zaletą jest duża oporność właściwa w porównaniu z innymi metalicznymi materiałami magnetostrykcyjnymi. Stosowanie alferów w przetwornikach magnetostrykcyjnych ma również znaczenie ekonomiczne, gdyż w stopach tego typu nie występują pierwiastki deficytowe, w przeciwieństwie do pozostałych materiałów metalicznych, w których skład wchodzi zazwyczaj nikiel, kobalt lub inne pierwiastki deficytowe.

Jako najlepsze należy uważać alfery o składach od 12,5 do 13% Al. Materiały tego typu mogą być stosowane także jako materiały magnetyczne, zwłaszcza w zakresie większych częstotliwości, wszędzie tam gdzie występująca magnetostrykcja nie jest zjawiskiem szkodliwym.

Na zakończenie autorzy pragną podziękować prof. drowi K. Wesołowskiemu za zezwolenie na opublikowanie wyników i prof. dr. inż. A. Smolińskiemu za życzliwą pomoc i cenne uwagi.



Rys. 4

tości aluminium stopów o strukturze uporządkowanej. Podobnie jak w przypadku pomiarów statycznych (rys. 2)

WYKAZ LITERATURY

1. Wesołowski K., Ciszewski B., Tucholski Z.: Wpływ nowej uproszczonej technologii na własności magnetyczne stopów żelaza z aluminium o zawartości od 14 do 16%. Al. Biul. Wojsk. Ak. Techn., 7 Nr 37, ss. 36—50, 1958.
2. Wesołowski K., Ciszewski B., Tucholski Z.: Badania nad technologią, strukturą i niektórymi własnościami magnetycznymi i magnetostrykcyjnymi stopów Fe-Al o zawartości Al od 12 do 13%, Biul. Wojsk. Ak. Techn. 1960.
3. Davis C. M., Ferebee S. F.: Dynamic magnetostrictive properties of alfenol, The Journal of the Acoustical Society of America, 28 Nr 2, ss. 286—90, 1956.
4. Davis C. M., Ferebee S. F.: Effect of composition and processing on the activity of some magnetostrictive materials, Journal of Applied Physics, suppl. to v. 30, Nr 4 (April), ss. 1135—1155, 1959.

538.221:621.318.124

R. WADAS

POLIKRYSTALICZNE FERRYTY O MAŁYCH SZEROKOŚCIACH
LINII REZONANSOWYCH

Rękopis dostarczony 19. 2. 1960

Zbadano wpływ jonów Zn^{2+} , Cd^{2+} , Co^{2+} oraz gęstości i temperatury na szerokość krzywej rezonansowej ΔH ferrytu niklowo-miedziowego. Otrzymano ferryt o wzorze $Ni_{0,4} Cu_{0,2} Zn_{0,4} Fe_2O_4$ z szerokością krzywej rezonansowej $\Delta H = 80$ Oe.

Podano zależność jego szerokości krzywej rezonansowej od temperatury

ПОЛИКРИСТАЛЛИЧЕСКИЕ ФЕРРИТЫ

Исследовано влияние ионов Zn^{2+} , Cd^{2+} , Co^{2+} , а также плотности и температуры никелево-медного феррита на ширину ΔH его кривой резонанса. Получен феррит состава $Ni_{0,4} Cu_{0,2} \cdot Zn_{0,4} Fe_2O_4$ с шириной кривой резонанса $\Delta H = 80$ эрстедов. Приведена зависимость ширины его кривой резонанса от температуры.

POLYCRYSTALLINE FERRITES

The effect of ions Zn^{2+} , Cd^{2+} , Co^{2+} density and temperature on the resonance characteristic ΔH of nickel-copper ferrite is explored.

The ferrite expressed by the formula $Ni_{0,4} Cu_{0,2} Zn_{0,4} Fe_2O_4$ with the line-width $\Delta H = 80$ Oe is obtained.

The dependence of the line-width on the temperature is given.

Celem pracy było otrzymanie szerokości krzywej rezonansowej ferrytu o strukturze spinelowej równej lub bliskiej szerokości ΔH ferrytu o strukturze granatu. Jako warunek dodatkowy postawiono uzyskanie nie mniejszych wartości temperatury Curie T_c i magnetyzacji nasycenia $4\pi M_s$. Jest to zagadnienie o dość poważnym znaczeniu technicznym i ekonomicznym. Cel spodziewano się osiągnąć prowadząc badania w kierunku zmniejszenia

a) stałej anizotropii pierwszego rzędu lub ściślej stosunku $\frac{K_1}{M}$ i

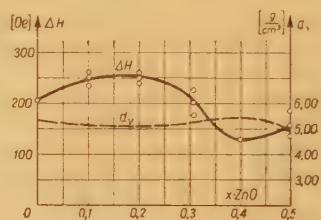
b) odmagnesowującego pola magnetycznego wynikłego z obecności porów w ferrycie.

1. Aby zmniejszyć stosunek $\frac{K_1}{M}$ trzeba co najmniej zmniejszyć stałą K_1 bez zmniejszania magnetyzacji M lub z jej nieznacznym (w stosunku do K_1) zmniejszeniem. Zarówno fakty doświadczalne, jak i rozważania Van Vlecka [12], Keffera [8] i innych stwierdzają, że zmniejszanie się stałej anizotropii K_1 w funkcji temperatury jest o wiele gwałtowniejsze niż magnetyzacji M . Tę właściwość materiałów magnetycznych

wykorzystuje się w pewien specyficzny sposób. Wzrost temperatury ferrytu powoduje zmniejszenie się sprzężenia między spinami, orbitalnymi i spinyowymi momentami magnetycznymi bez względu na to, jaki one mają charakter. Analogiczne osłabienie sprzężeń można uzyskać przez zastępowanie jonów o nieskompensowanej warstwie 3d jonami o warstwie 3d skompensowanej, takiej np. jaką posiadają jony Zn^{2+} lub Cd^{2+} . Analogią do rozważań Van Vlecka [12] i innych jest to, że obecność jonów cynku w ferrycie powoduje zmniejszenie się temperatury Curie, a tym samym wzrost tzw. temperatury zredukowanej T/T_c (T — temperatura w jakiej ferryt jest badany). Ponieważ energia anizotropii jest o wiele mniejsza od energii wymiennej, więc nachylenie krzywej $k_1=f(T)$ powinno być większe od nachylenia krzywej $M=f(T)$. Odmiennością osiągniętych wyników doświadczalnych od przebiegów K_1 , $M=f(T)$ jest wzrost a nie zmniejszanie się magnetyzacji nasycenia. Wynika to ze specyficznych własności jonów cynku, które, zajmując położenie tylko tetraedryczne [3, 4, 5, 6], nie kompensują wypadkowej magnetyzacji w położeniach ośmiościennych. W wyniku tego następuje wzrost magnetyzacji ferrytu. W rozpatrywanym przypadku jest to korzystne ze względu na dodatkowe zmniejszanie się stosunku K_1/M .

2. Ferrytem wyjściowym, na którym oparto badanie, był ferryt nikłowy. W celu zwiększenia gęstości ferrytu zastąpiono za Van Uiterem [2, 11, 13], część tlenku NiO tlenkiem CuO . W pierwszej więc fazie prac prowadzono badania ferrytu o układzie $\text{Ni}_{0,8-x}\text{Cu}_{0,2}\text{Zn}_x\text{Fe}_2\text{O}_4$. Otrzymane wyniki przedstawiono na rys. 1, ilustrującym zależność szerokości krzywej rezonansowej ΔH od zawartości tlenku cynku. Jednocześnie zbadano ciężar objętościowy d_v (gęstość wyrobu) wytworzonych ferrytów (rys. 1). Aczkolwiek przy zastąpieniu dowolnie małej ilości jonów Ni^{2+} jonami Zn^{2+} należy

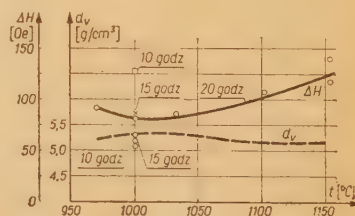
się spodziewać zmniejszenia szerokości ΔH , to jednak — z wyjątkiem otoczenia punktu $x=0,4$ — wyniki doświadczalne pokazują wręcz coś odwrotnego. Wyjaśnia to zmniejszenie gęstości wytworzonego ferrytu. Przyczyny tego zjawiska szukać należy w nieodpowiednich wa-



Rys. 1

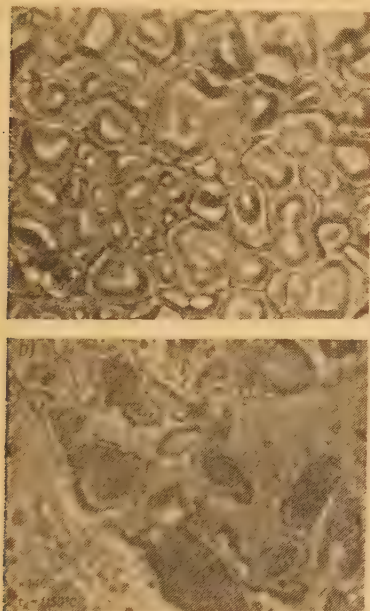
runkach syntezy.

Na podstawie doświadczeń uzyskanych przy opracowywaniu ferrytów nikłowo-cynkowych o dużej przenikalności [10] można przypuszczać, że uzyskanie mniejszej szerokości krzywej rezonansowej ΔH jest możliwe przy zwiększeniu temperatury spiekania ferrytów. Uznano jednakże, że prowadzenie badań w tym kierunku jest niewłaściwe ze względu na zmianę wartościowości jonów miedzi. Jak z rys. 1 wynika, szerokość krzywej rezonansowej osiąga minimum przy zawartości cynku $x=0,4$. Dalsze więc badania prowadzone były nad ferrytem $\text{Ni}_{0,4}\text{Cu}_{0,2}\text{Zn}_{0,4}\text{Fe}_2\text{O}_4$ i dotyczyły optymalnych warunków syntezy, przy których uzyskuje się minimum szerokości krzywej rezonansowej ΔH . Wyniki otrzymane przedstawiono na rys. 2. Maksimum gęstości wyrobu (ciężaru objętościowego) odpowiada minimum ΔH , które wynosi



Rys. 2

80 Oe. Wzrost ΔH przy temperaturze reakcji 1150°C wynika również z obecności drugiej fazy. Zilustrowano to na rys. 3, na którym porównano obraz ferrytu wypalanego w 1030°C i w 1150°C. Najmniejsza otrzymana wartość ΔH wynosi 75 Oe. Uzyskane szerokości krzy-

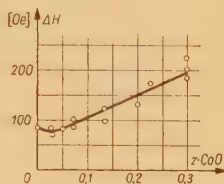


Rys. 3

wych rezonansowych są tego samego rzędu co szerokości ferrytów o strukturze granatu. Z punktu więc widzenia technicznego otrzymane ferryty mogą z powodzeniem konkurować z ferrytami o strukturze granatu. Wartość $\Delta H=80$ Oe równa jest z dużą dokładnością wyliczonej z zależności $\Delta H=1,5/4 M/P=1,5$ (4920 · 1), $1=81$ Oe.

Tak radykalne zmniejszenie szerokości krzywej rezonansowej nie eliminuje jednak dalszych prac idących w kierunku zarówno zmniejszenia energii anizotropii materiału, jak i energii odmagnesowania. W tym celu zbadano wpływ jonów Co^{2+} w ferrycie $\text{Ni}_{1-2}\text{Co}_2\text{Cu}_{0,2}\text{Zn}_{0,4}\text{Fe}_2\text{O}_4$ na szerokość krzywej rezonansowej ΔH . Otrzymane wyniki przed-

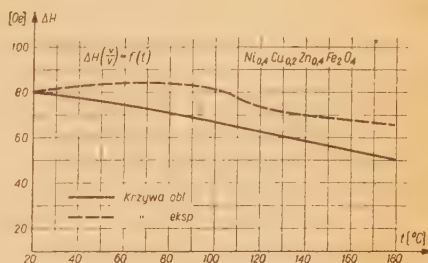
stawiono na rys. 4. Zgodnie z optymalnymi warunkami z rys. 2 temperatura reakcji wynosiła 1000°C. Określenie minimum ΔH było bardzo trudne z powodu względnie małego stosunku $\frac{K_1}{M}$ ferrytu z zastosowaną zawartością jo-



Rys. 4

nów cynku. Nachylenie prostej z rys. 4 jest znacznie mniejsze od nachylenia prostej ferrytu nie zawierającego jonów cynku. Świadczyłoby to o tym, że obecność jonów Zn^{2+} o skompensowanych 3d — elektronach znacznie osłabia anizotropowe działanie jonów Co^{2+} , tak silne w ferrytach nie zawierających cynku.

Interesujący jest charakter zmian szerokości krzywej rezonansowej ΔH ferrytu $\text{Ni}_{0,4}\text{Cu}_{0,2}\text{Zn}_{0,4}\text{Fe}_2\text{O}_4$ od temperatury. Otrzymany przebieg $\Delta H=f(T)$ przedstawiono na rys. 5. Szerokość krzy-



Rys. 5

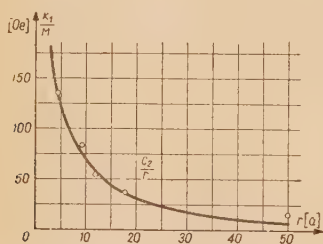
wej rezonansowej w badanym zakresie temperatur jest niemal stała. Niewielkie zmiany ΔH wynikają przede wszystkim ze zmian magnetyzacji M . Na podstawie przebiegu magnetyzacji nasycenia $4\pi M$

w funkcji temperatury (rys. 7) obliczono zależność $\Delta H \left(\frac{v}{V} \right) = 1,5/4\pi M/P = f(T)$. Zgodność obliczeń z otrzymanymi wynikami eksperymentalnymi jest bardzo duża. Występujące różnice są wywołane zarówno zmianą stosunku $\frac{k_1}{M}$, jak i możliwą zmianą porowatości ferrytu, trudną w tym przypadku do określenia.

Korzystając z zależności Schlömana [9]

$$\Delta H = \frac{k_1}{M} + 1,5 (4\pi M) \frac{v}{V}$$

wykreślono stosunek $\frac{k_1}{M}$ w zależności od średniej odległości jonów kobaltu w omawianym ferrycie niklowo-miedziowo-cynkowym (rys. 6). Wykres do-

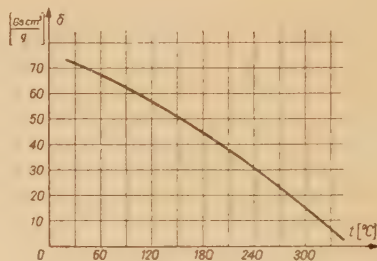


Rys. 6

tyczyć jedynie krzywej z rys. 1 zawartej między $y=0,0025$ a $y=0,03$, tzn. tylko dodatniej wartości energii anizotropii. Charakter zmian stałej k_1 ($M=\text{const}$) badanego ferrytu z zawartością cynku jest więc taki sam jak charakter zmian ferrytów Ni-Cu bez jonów Zn^{2+} i wyraża

się zależnością $c_2 \left(\frac{1}{r} \right)$. Różne są tylko wartości stałych c , przy czym w ostatnim wypadku stała ta jest mniejsza. Fakt ten potwierdza pierwotne przypuszczenie, że sprzężenie bez względu na to jakiego rodzaju jest mniejsze w przypadku kiedy jony Ni^{2+} o nieskompensowanych spinach $3d$ — elektronów są zastępowane jonami Zn^{2+} , o w pełni skompensowanych spinach. Świadczy o tym również dodatkowy fakt doświad-

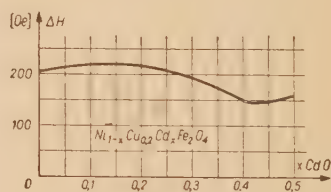
czalny, jakim jest zmniejszenie temperatury Curie. Zależność magnetyzacji od temperatury przedstawia rys. 7.



Rys. 7

Temperatura Curie w tym przypadku wynosi około 350°C , podczas gdy ferryty Ni-Cu bez zawartości Zn^{2+} posiadają temperaturę Curie T_c 600°C .

Zbliżone własności do jonów Zn^{2+} posiadają jony kadmu Cd^{2+} . Jednakże własności te nie zostały dotąd na tyle określone, aby można było przewidzieć, jakie własności rezonansowe posiadają ferryty kadmowo-miedziowo-niklowe. Dlatego też korzystając ze zdobytych poprzednio doświadczeń zbadano własności układu $\text{Ni}_{0,8-2}\text{Cu}_{0,2}\text{Cd}_x\text{Fe}_2\text{O}_4$. Otrzymane wyniki przedstawiono na rys. 8.



Rys. 8

Jak wynika z powyższego rysunku, szerokość krzywej rezonansowej ferrytów zawierających kadm jest nieco większa niż ferrytów niklowo-miedziowo-cynkowych. Przypisuje się to zbyt niskiej temperaturze reakcji, której podwyższenie ograniczała obecność tlenków miedzi. Uzyskane wyniki są jednak

bardzo poprawne w świetle obecnego stanu technicznego ferrytów polikrystalicznych i prawie nie mają sobie równych.

Reasumując należy stwierdzić, że cel pracy spełniają ferryty z zawartością

Zarówno więc moment magnetyczny na jednostkę masy σ_s w temperaturze 23°C, jak i temperatura Curie T_c ferrytu $\text{Ni}_{0,4}\text{Cu}_{0,2}\text{Zn}_{0,4}\text{Fe}_2\text{O}_4$ jest o wiele większa od analogicznych parametrów ferrytu itru o strukturze granatu.

Tablica 1

Typ ferrytu	σ_s Gs cm ³	T_c °C	JH Oe	g_{ef}	gęstość teoret. g/cm ³
	g				
$\text{Y}_3\text{Fe}_5\text{O}_{12}$	26,7	260	50-70	2,011	5,19
$\text{Ni}_{0,4}\text{Cu}_{0,2}\text{Zn}_{0,4}\text{Fe}_2\text{O}_4$	63	350	80	2,095	5,37

Zn^{2+} ustępując jedynie nieco wartością szerokości krzywej rezonansowej ferri-magnetykom o strukturze granatu. Dla porównania własności otrzymanego ferrytu z własnościami polikrystalicznego ferrytu itru [1, 7, 10] podano tablicę 1.

Opracowane materiały stosowane są już w technice mikrofalowej.

Autor wyraża serdeczne podziękowanie za pomoc i kierownictwo przy wykonywaniu tej pracy prof. drowi A. Smolińskiemu.

LITERATURA

1. Aleonard R., Barbier J. C., Pauthenet R.: Comptes Rendus T-242.
2. Fabrikow W. A., Kudriawcew W. D., i Guszczina Z. M.: Izwestia Akad. Nauk SSSP T XXIII seria fizyczeskaja (1959) 372.
3. Guillard Ch. i Roux M.: Comptes Rendus 229 (1949) 1133.
4. Guillard Ch. i Creveaux H.: Comptes Rendus 2309 (1950) 1256.
5. Guillard Ch. i Creveaux H.: Comptes Rendus 230 (1950) 1458.
6. Guillard Ch. i Sage M.: Comptes Rendus 232 (1951) 944.
7. Johnson A., Rovley J. J. PIRE 46 (1958) 1421.
8. Keffer F.: Phys. Rev. 100 (1955) 1692.
9. Schlöman: Conference on magnetism and magnetic materials.
10. Pippin J. E., Hogan C. L.: Transactions on microwave theory. and techniques IRE (1958) 77.
11. Van Uilert L. G.: Journ. Appl. Phys. 27 (1956) 723.
12. Van Vleck J. H.: Phys. Rev. 96 (1937) 178.
13. Wadas R.: Arch. Elektr. T. VII (1958) 328.

ERRATA

Zeszyt 3/60, t. IX

Str.	Wiersz		Jest	Powinno być
	od góry	od dołu		
511	3		$a_s = k_r k_n a \gamma_{Cu} C_{Cu}$	$a_s = k_w k_n a \gamma_{Cu} C_{Cu}$
513		7	Hauptabmessungen	Hauptabmessungen
515		21	sage	stage
515		10	D^z	D_1
527	we wzorze 22a		\hat{Z}_1	\hat{Z}_1
			Z_μ	\hat{Z}_μ
534	w podpisie pod rys. 12		brak a	a — dla zasilania...
537	23		cascade induction	cascade induction motors
544	we wzorze 11		U	\hat{U}
556	11		wg wzoru 7,5	wg wzoru 25
558		11	ср. 10	ср. 553
559		3	page 10	page 553
599	2		$f(V')$	$f(V)$
601		5	przesuwa	przesuwa się
605		2	untersucht	untersucht

WYTYCZNE DLA AUTORÓW

Komitet Redakcyjny prosi autorów o ułatwienie prac redakcyjnych związanych z przygotowaniem do druku nadesłanych artykułów przez przestrzeganie podanych wytycznych przy przygotowaniu maszynopisu:

1. Prace powinny być napisane pismem maszynowym, na pojedynczych arkuszach formatu A4, jednostronnie, z podwójną interlinią (co drugi wiersz), z marginesem 3 cm z lewej strony. Stronice numerowane. Artykuły należy nadsyłać w dwóch egzemplarzach.
2. Wzory i oznaczenia należy wpisywać ręcznie, czytelnie, używając jedynie liter łacińskich i greckich. Wskaźniki niżej liter i wykładniki potęg pisać należy szczególnie dokładnie i wyraźnie.
3. Każda praca powinna być zaopatrzona w krótkie streszczenie (analizę) w języku polskim do 25 wierszy maszynopisu oraz w obszerniejsze streszczenia (do 20% objętości artykułu) w języku rosyjskim oraz angielskim, francuskim lub niemieckim. W razie niemożności nadesłania streszczenia w języku obcym autor dostarcza odpowiednie streszczenie w języku polskim w trzech egz. z jednoczesnym wpisaniem, terminologii w języku rosyjskim oraz w innym języku obcym.
4. Rysunki, wykresy i fotografie należy wykonywać na oddzielnych arkuszach z podaniem kolejnych numerów rysunków. W tekście i na marginesie, obok właściwego tekstu, należy podać jedynie odnośny numer rysunku. Ostateczne wykonanie rysunków obowiązuje Redakcję.
5. Wszystkie rysunki, wykresy i fotografie należy nazywać w tekście rysunkami (skrót: rys.) i nie używać określeń, jak figura, szkic, fotografia. U samego dołu rysunku (a przy fotografiach — na odwrocie) należy wpisać czytelnie numer rysunku, napis pod rysunkiem, tytuł pracy i nazwisko autora.
6. Wszystkie tablice (unikać zbyt dużych) podobnie jak rysunki należy wykonywać na oddzielnych arkuszach i numerować kolejno liczbami arabskimi. U góry każdej tablicy podać tytuł (napis) objaśniający.
7. Po zakończeniu artykułu należy podać wykaz literatury, wymieniając w następującej kolejności: nazwisko autora i pierwsze litery imion, pełny tytuł dzieła lub artykułu, tytuł czasopisma, tom, numer zeszytu, rok i miejsce wydania oraz ewentualnie numer strony. Pozycje powinny być ponumerowane w kolejności alfabetycznej autorów; w tekście — powołań na numer pozycji w nawiasie kwadratowym, np. [3].
8. Autorowi przysługuje bezpłatnie 25 egzemplarzy odbitek pracy. Dodatkowe egzemplarze autor może zamówić w redakcji na własny koszt przy przesyłaniu korekty swej pracy.
9. Nie zastosowanie się Autora do powyższych wytycznych pociągnie za sobą konieczność potrącenia z honorarium autorskiego kosztów związanych z doprowadzeniem dostarczonych materiałów do wymaganej formy.

U w a g a; Autora obowiązuje korekta autorska, którą należy zwracać w ciągu 3 dni pod adresem: Redakcja „Archiwum Elektrotechniki”, Warszawa, Koszykowa 75, Politechnika, Zakład Radiotechniki, tel. 8.32.04. Redakcja czynna w poniedziałki, środy i piątki

WARUNKI PRENUMERATY CZASOPISMA

„ARCHIWUM ELEKTROTECHNIKI” — KWARTALNIK

Cena w prenumeracie zł 120,— rocznie, zł 60,— półrocznie. Zamówienia i wpłaty przyjmują:

1. Przedsiębiorstwo Upowszechnienia Prasy i Książki „RUCH”, Poznań, ul. Zwierzyniecka 9, konto PKO Nr 122-6-211.831.

2. Urzędy pocztowe.

Prenumerata ze zleceniem wysyłki za granicę 40% drożej. Zamówienia dla zagranicy przyjmuje Przedsiębiorstwo Kolportażu Wydawnictw Zagranicznych „RUCH”, Warszawa, ul. Wilcza 46, konto PKO nr 1-6-100-024.

Bieżące numery do nabycia w księgarniach naukowych „Dom Książki” oraz w Ośrodku Rozpowszechniania Wydawnictw Naukowych Polskiej Akademii Nauk — Wzorcownia Wydawnictw Naukowych PAN — Ossolineum — PWN, Warszawa, Pałac Kultury i Nauki (wysoki parter).

PLACÓWKI „RUCHU”

Białystok, Lipowa 1
 Bielsko-Biała — sklep „Ruchu” nr 1,
 Lenina 7
 Bydgoszcz, Armii Czerwonej 2
 Bytom — sklep „Ruchu” nr 39, Plac
 Kościuszki
 Chorzów, Wolności 54
 Ciechocinek, kiosk nr 4, „Pod Grzyb-
 kiem”
 Częstochowa, II Aleja 46
 Gdańsk, Długa 44/45
 Gdynia, Świętojańska 27
 Gliwice, Zwycięstwa 47
 Gniezno, Mieczysława 31
 Grudziądz, Mickiewicza, sklep nr 5
 Inowrocław, Marchlewskiego 3
 Jelenia Góra, 1-go Maja 1
 Kalisz, Śródmiejska 3
 Katowice Zach., 3 Maja 28
 Kielce, Sienkiewicza 22
 Koszalin, Zwycięstwa 38
 Kraków, Rynek Główny 32
 Krynica, Stary Dom Zdrojowy
 Lublin, Krakowskie Przedmieście
 (obok hotelu „Europa”)
 Łódź, Piotrkowska 200
 Nowy Sącz, Jagiellońska 10

Olsztyn, Plac Wolności (kiosk)
 Opole, Rynek — sklep nr 76
 Ostrów Wlkp., Partyzancka 1
 Płock, Tumską, kiosk nr 270
 Poznań, Dzierżyńskiego 1
 Poznań, Głogowska 66
 Poznań, 27 Grudnia 4
 Przemyśl, Plac Konstytucji 9
 Rzeszów, Kościuszki 5
 Sopot, Monte Cassino 32
 Sosnowiec, Czerwonego Zagłębia,
 kiosk nr 18 (obok dworca kol.)
 Szczecin, Aleja Piastów, róg Jagiel-
 lońskiej
 Toruń, Rynek Staromiejski 9
 Wałbrzych, Wysockiego, obok Placu
 Grunwaldzkiego
 Warszawa, Nowopiękna 3
 Warszawa, Nowy Świat 72, Pałac
 Staszica
 Warszawa, Wiejska 14
 Włocławek, Plac Wolności, róg 3 Maja
 Wrocław, Plac Kościuszki, kiosk nr 9
 Zabrze, Plac 24 Stycznia, pkt nr 50
 Zakopane, Krupówki 51
 Zielona Góra, Świerczewskiego 38

OŚRODEK ROZPOWSZECHNIANIA WYDAWNICTW NAUKOWYCH PAN

Wzorcownia Wydawnictw Naukowych

PAN — OSSOLINEUM — PWN, Warszawa

Pałac Kultury i Nauki — (wysoki parter)

